ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Том XX

1956

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА

Материалы
III Всесоюзного совещания
по физике космических лучей

(Москва, 15—23 декабря 1954 г.)

(Окончание, начало см. № 5 и 6 за 1955 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

В. Л. ГИНЗБУРГ

О ПРОИСХОЖДЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В 1953 г. были развиты определенные представления о происхождении космических лучей, опирающиеся в первую очередь на радиоастрономические данные. Здесь нет необходимости подробно останавливаться на соответствующих конкретных результатах и общей картине происхождения и эволюции космических лучей в Галактике, так как эти моменты детально освещены в сборнике [1] и статье [2]. Поэтому ограничимся кратким указанием, что с точки зрения, которой придерживается автор, космические лучи генерируются в основном в оболочках сверхновых, новых и, возможно, других аналогичных нестационарных звезд. Ускорение частиц происходит при этом под действием статистического механизма, который в оболочках нестационарных звезд несравненно более эффективен, чем в межзвездном пространстве. Выходя из оболочек сверхновых (и аналогичных нестационарных звезд) в межзвездное пространство, космические частицы (так ниже именуются только частицы, входящие в состав космических лучей) диффундируют, рассеиваясь на межзвездных магнитных полях, в результате чего занимают так же, как разреженный межзвездный газ, квазисферическую область (подсистему) с радиусом порядка радиуса Галактики ($R \sim 10^{23}$ см). В процессе блуждания в межзвездном пространстве космические частицы практически не получают энергии, так как статистический механизм межзвездного ускорения Ферми по ряду причин (см. ниже) представляется неэффективным. Что касается потерь энергии, то для электронов основными являются магнитно-тормозные потери, приводящие к возникновению космического радиоизлучения. Для протонов и ядер такие потери ничтожно малы; основными для них являются потери, связанные с ядерными соударениями (об ионизационных потерях не упоминаем, так как речь идет о достаточно быстрых частицах).

Как показано в [2], имеющиеся данные либо подтверждают нарисованную картину, либо не противоречат ей, но на целый ряд вопросов окончательный ответ может быть дан только после проведения дальнейших экспериментальных и теоретических исследований. Цель настоящего доклада как раз и состоит в том, чтобы обсудить результаты некоторых новых работ, появившихся за последние полтора года (т. е. до конца 1954 г.).

1

Упомянутое заключение о том, что космические лучи образуют (в отличие от основного звездного населения Галактики) квазисферическую подсистему с радиусом $R \sim 10^{23}$ см, было получено в результате анализа распределения интенсивности космического радиоизлучения в метровом диапазоне относительно галактических координат. При этом, однако, поскольку мы наблюдаем излучение, находясь в самой Галактике, известную трудность представляет выделение метагалактической составляющей космического радиоизлучения. Правда, И. С. Шкловский и Г. Г. Гетманцев пришли к выводу, что метагалактическое излучение может быть надежно выделено и космические электроны (а значит, и протоны) образуют квазисферическую подсистему, но здесь, несомненно, были бы желательны

более прямые доказательства. Сейчас такое доказательство и, на наш взгляд, весьма убедительное, получено в результате изучения [3] радиоизофот известной Большой туманности в созвездии Андромеды (туманность M31). Эта туманность представляет собой галактику, родственную нашей Галактике, и ввиду ее относительной близости служит объектом многочисленных исследований, проливающих свет и на строение нашей Галактики, изучение которой в целом, например в оптической части спектра, для нас затруднительно в силу наличия межзвездного поглощения света. Радиоизмерения на волне 3,7 м показали, что размеры туманности M31 в радиодиапазоне значительно больше, чем в оптической части спектра, и что видимая в телескоп туманность M31 как бы окружена «радиокороной» — областью, дающей интенсивное радиоизлучение. При этом распределение интенсивности радиоизлучения как раз такое, какое следует ожидать в случае квазисферического распределения космических лучей, получаемого из данных о радиоизлучении в нашей Галактике. Тем самым доказано, что особенность распределения радиоизлучения в Галактике не связана с метагалактическим фоном, который явно ничего не может объяснить в случае туманности M31. С другой стороны, эта особенность (наличие изотропной составляющей галактического радиоизлучения) находит в настоящее время только одно объяснение, связанное с предположением о магнитнотормозном излучении космических электронов, занимающих квазисферическую область, как бы обнимающую звездную Галактику. Дальнейшие подтверждения этой точки зрения, быть может, удастся получить в результате измерений поляризации космического радиоизлучения, но уже сейчас она представляется вполне обоснованной (см. также ниже).

Не останавливаясь подробно на других новых данных радиоастрономического характера*, отметим, что в [1, 2] радиоизлучение новых звезд рассматривалось как возможное, но на опыте в то время еще не наблюдалось. Недавно, повидимому, обнаружено [4] радиоизлучение Новой Орла 1918 г., что косвенно подтверждает также и предположение о генерации космических лучей не только в сверхновых, но и в новых звездах. Далее, анализ распределения космического радиоизлучения по небосводу позволил получить [5] известные указания на то, что источники первичных космических лучей занимают область, имеющую форму сильно сплюснутого сфероида с радиусом, близким к расстоянию между Солнцем и центром Галактики. Такое распределение находится в согласии с имеющимися данными о распределении новых звезд и не противоречит немногочисленным данным о распределении сверхновых звезд.

В пользу отсутствия предполагавшейся в ряде работ сильной концентрации источников космических лучей к галактическому центру в известном отношении свидетельствуют также новые результаты [6], касающиеся высокоширотного обрезания в спектре космических лучей. Как известно, высокоширотное обрезание пытались объяснять [7], предполагая, в частности, что космические лучи генерируются в области галактического центра, и поэтому более мягкие из них (протоны с $cp < 10^9$ eV) не доходят до Земли в силу ионизационных потерь. Альтернативная же точка зрения, связывающая высокоширотное обрезание с действием солнечного магнитного поля, рассматривается иногда как опровергнутая в связи с отсутствием в настоящее время у Солнца достаточно большого магнитного момента. Как уже указывалось в [1], предположение о том, что высокоширотное обрезание является результатом ионизационных потерь, встречает серьезные возражения и противоречит радиоастрономическим данным о концентрации и спектре космических электронов в

* В отношении природы дискретных источников космического радиоизлучения см. работу И. С. Шкловского [18].

Галактике. С другой стороны, магнитное обрезание вполне может быть вызвано не полем самого Солнца, а магнитным полем солнечной системы (см. [1], стр. 156). Работа [6] подтверждает эти выводы, так как в ней показано, что высокоширотное обрезание в спектре протонов и многозарядных частиц (ядер) происходит при одном и том же значении магнитной жесткости $R=\frac{cp}{eZ}$, что самым убедительным образом указывает на магнитный характер обрезания спектра.

2

Весьма важной задачей, стоящей перед теорией происхождения космических лучей, является выяснение вопроса об изменении состава и спектра космических частиц при их блуждании в межзвездной среде. К сожалению, решение этой задачи затруднено в связи с отсутствием достаточно полных данных о вероятности различных ядерных превращений, а также надежных и общепринятых данных о первичном потоке ядер Li, Be и B. Однако уже результаты, доложенные на настоящем совещании [8], позволяют сделать некоторые довольно важные заключения об эволюции протонов, а также о генерации электронов в межзвездном пространстве.

В [2], так же как в некоторых других работах, принималось, что сечение для исчезновения быстрого протона равно $2{,}5\cdot10^{-26}$ см^2, т. е. меньше «геометрического сечения» ($4\cdot10^{-26}$ см^2), а также меньше сечения $\pi\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2\approx6\cdot10^{-26}$ см^2. Это различие в значениях сечения вводилось как раз в связи с возможностью некатастрофических столкновений протонов. Согласно [8] при каждом соударении протонов с энергией $E\sim10^9\div10^{12}$ eV с ядром N или O протон теряет около 30 % своей энергии, и, таким образом, после n соударений его энергия $E_n\sim(0{,}7)^n E_0$, где E_0 — энергия до первого соударения. Поэтому $E\sim0{,}1\,E_0$ после 6—7 ударов, а при соударениях протона с протоном, возможно, даже после 10—15 ударов; в то же время $E\sim\frac{1}{2}E_0$ после 2 ударов с ядром и, вероятно, после 3—4 ударов с протоном (в ядре O или N могут происходить в среднем 1,5—2 соударения между нуклонами). Отсюда следует, что при вычислении энергетических потерь, связанных с соударениями в межзвездной среде, нужно брать сечение в два-четыре раза меньше геометрического сечения («сечения для взаимодействия»), т. е. сечение не меньшее $\sim10^{-26}$ см^2. Это значит, что используемое в [2] при энергетических оценках время жизни космических протонов ($T=4\cdot10^8$ лет) нет оснований увеличивать больше чем в два раза; в силу неточности всех остальных данных это не играет никакой роли, тем более, что при учете соударений с межзвездными ядрами время T снижается (см. [2], табл. II). Таким образом, мы можем попрежнему пользоваться значением $T\sim4\cdot10^8$ лет (это соответствует пути в 67 г см$^{-2}$ водорода, поскольку концентрация атомов водорода n положена равной 0,1); это время следует понимать как время существенной потери энергии (потери $^1/_2$—$^2/_3$ энергии), что как раз и важно при составлении энергетического баланса*. Что же касается времени жизни самой космической частицы, то это время вообще не является сколько-нибудь универсальной величиной, поскольку оно зависит от начальной и конечной энергии частицы**.

* См. примечание при корректуре в конце статьи.

** Отсюда, в частности, ясно, что составление баланса «по числу частиц» является значительно менее надежным, чем составление энергетического баланса. Это обстоятельство автору уже приходилось подчеркивать [1].

Собственно время жизни частицы, впрочем, и не представляет особого интереса, так как при анализе вопроса об изменении спектра космических протонов нужно просто использовать время между соударениями, т. е. пользоваться сечением порядка $4 \cdot 10^{-26}$ см^2.

Ниже, для того чтобы не вводить лишних усложнений, это сечение будет принято равным сечению для средней потери энергии, так как возможное различие примерно в два раза при достижимой сейчас точности не играет особой роли и, главное, экспериментальные данные о сечениях в водороде отсутствуют.

Если в вопросе об энергетических потерях «некатастрофический» характер соударений протон — протон мало существен, то при нахождении спектра этот момент, казалось бы, должен играть бо́льшую роль. Между тем, в [2], как и в большинстве других работ без специального анализа роли вторичных протонов и других вторичных продуктов, делается важное заключение о том, что спектр инжектируемых в межзвездное пространство космических частиц (ядер, протонов и электронов) примерно одинаков и в среднем имеет вид

$$N(E) = \frac{K}{E^{\gamma}}, \qquad (1)$$

где при не слишком высоких энергиях $\gamma \sim 2 \div 2{,}5$ (подробнее см. [1, 9]), E — полная энергия на один нуклон или электрон*. Подобный неучет изменений в спектре, происходящих при ядерных столкновениях в межзвездном пространстве, основан по существу на предположении, что эти столкновения мало меняют спектр в силу пропорциональности энергии вторичных продуктов энергии первичных частиц. Действительно, если энергия вторичной частицы $E_2 = \delta E_1$, где E_1 — энергия первичной частицы, а δ не зависит или слабо зависит от E_1 и E_2, то спектр вторичных продуктов совпадает с первичным степенным спектром. Этот вывод сразу следует из того факта, что преобразование $E_2 = \delta E_1$ есть просто изменение масштаба, и показатель степени γ измениться от такого преобразования не может. Участок спектра первичных частиц $N_1(E_1)\,dE_1$ как бы переходит при этом в участок $N_2(E_2)\,dE_2$ в спектре вторичных частиц, причем $sN_1(E_1)\,dE_1 = N_2(E_2)\,dE_2$, где s — число вторичных частиц, образующихся при соударении. Отсюда (и из равенства $E_2 = \delta E_1$) получаем

$$N_2(E_2) = \frac{s}{\delta} N_1\left(\frac{E_2}{\delta}\right); \qquad (2)$$

или в случае (1) с $\gamma = 2$

$$N_2(E) = \frac{s\delta K}{E^2}. \qquad (3)$$

Этот вывод, конечно, сохраняется и тогда, когда можно считать, что потери непрерывны и происходят по закону

$$\frac{dE}{dt} = -aE, \qquad (4)$$

так как случай (4) эквивалентен предыдущему при $\delta \to 0$**.

---

* Величина $N(E)\,dE$ есть концентрация частиц в интервале dE; по определению, величина $N(E > E_0) = \int\limits_{E_0}^{\infty} N(E)\,dE$ есть интегральный спектр.

** В случае (4) вывод о неизменности спектра можно получить и путем, аналогичным использованному на стр. 366 в [2], а также на основе приведенного ниже уравнения (10). Следует заметить, что в условиях (4) или (5) неизменность спектра уже, вообще говоря, не имеет места, если существуют также другие причины, приводящие к торможению или ускорению частиц. В случае быстрых протонов, однако, в развиваемой теории таких причин нет.

Образование вторичных продуктов с энергией, пропорциональной энергии первичной частицы, представляется весьма естественным, и, следовательно, неизменность спектра в результате соударений в межзвездном пространстве не может вызвать никакого удивления. Но, разумеется, окончательное выяснение этого вопроса возможно только при наличии соответствующих экспериментальных данных о спектре вторичных частиц. В случае протонов такие данные в известных пределах, как сказано, уже имеются и свидетельствуют о справедливости, в известном приближении, соотношения

$$E_2 = \delta E_1, \tag{5}$$

при соударениях протон — легкое ядро в среднем $\delta \approx 0{,}3$ и $s \approx 1$, т.е. после соударения имеется одна быстрая частица. При соударениях протон — протон значение δ может быть раза в два меньше. Таким образом, данные [8], относящиеся к основной части спектра ($E \leqslant 10^{12}$eV), подтверждают предположение о неизменности спектра протонов даже при наличии ядерных соударений.

Данные [8] позволяют также сделать некоторые заключения о количестве и спектре электронов, образующихся в результате столкновений первичных протонов с частицами межзвездной среды. Так, можно, повидимому, считать, что при $E \leqslant 10^{12}$ eV (т. е. для основной массы первичных протонов) на образование мезонов при соударении идет 30% энергии первичной частицы. Можно думать, что одна треть этих мезонов суть π^0-мезоны, которые дают γ-лучи, выходящие затем из Галактики [2]. Из оставшихся примерно 20% энергии, идущей, вероятно, в основном на образование $\pi^{\pm}$-мезонов, в $\mu^{\pm}$-мезоны переходит около 10% энергии и, наконец, в электроны и позитроны поступает примерно 5% энергии первичной частицы. Кроме того, имеются некоторые указания на то, что только один вторичный мезон является быстрым и, следовательно, при одном соударении рождается в среднем около одного электрона или позитрона со значительной энергией (т. е. $s \sim 1$). Впрочем, распределение энергии между вторичными электронами не особенно важно, поскольку в (3) входит произведение $s\delta$, которое равно примерно $5 \cdot 10^{-2}$.

Количество вторичных электронов и позитронов, образующихся в единицу времени в единице объема, очевидно, равно [см. (3)]:

$$Q = \int_0^\infty q_e(E)\, dE, \quad q_e(E_e) = \frac{s\delta K}{TE_e^2} = \frac{s\delta}{T} N_p(E_e), \tag{6}$$

где s и δ относятся к вторичным электронам и $N_p(E_e)$ — выражение (1) для протонов, т. е. концентрация протонов с энергией E_e в единичном интервале энергий*.

В отличие от протонов и ядер электроны и позитроны при движении в межзвездном пространстве теряют энергию из-за торможения в магнитных полях, причем

$$\frac{dE_e}{dt} = -bE_e^2 = -\frac{2c}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 H^2 \left(\frac{E_e}{mc^2}\right)^2 = -0{,}98 \cdot 10^{-3} H^2 \left(\frac{E_e}{mc^2}\right)^2 \text{eV сек}^{-1}. \tag{7}$$

Наличие этих потерь приводит к изменению спектра электронов, так что для них $\gamma = 3$. Соответствующий расчет приведен в [2]. Аналогичным путем легко показать, что спектр электронов с $q_e(E_e)$, определяемым соотношением (6), при учете потерь (7) имеет вид:

$$N_e(E_e) = \frac{1}{bE_e^2} \int_{E_e}^\infty q_e(E)\, dE = \frac{s\delta K}{bTE_e^3}. \tag{8}$$

---

* Использование в (6) пределов интегрирования от 0 до ∞ носит, конечно, условный характер.

Удобнее, однако, получить тот же результат путем использования уравнения непрерывности в «пространстве энергии», т. е. уравнения

$$\frac{\partial N(E)}{\partial t} + \operatorname{div} j(E) = \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial E} = q,$$

где $j(E)$ — поток частиц, энергия которых проходит в единицу времени через значение E (см., например, [10]). Если учитывать только систематическое ускорение, то

$$\frac{dE}{dt} = \varphi(E) \tag{9}$$

и, очевидно,

$$j(E) = N(E)\frac{dE}{dt} = N(E)\varphi(E),$$

т. е.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E}[\varphi(E)N] = q(E). \tag{10}$$

При наличии кроме того соударений, выводящих частицы из рассматриваемого энергетического интервала, это уравнение принимает вид

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{N}{T} + \frac{\partial}{\partial E}[\varphi(E)N] = q(E), \tag{11}$$

где T — время свободного пробега и $N = N(E, t)$. Уравнение (11) является частным случаем аналогичного уравнения, использованного раньше в [11], где учитывалась диффузия в межзвездном пространстве, а также возможность флюктуационного изменения энергии частицы. Для наших целей учет двух последних моментов сейчас излишен, в силу чего воспользуемся уравнением (11), которое для удобства выведено вновь.

В стационарном случае $\left(\frac{\partial N}{\partial t} = 0\right)$ для электронов, учитывая (7), имеем

$$\frac{N_e}{T_e} - \frac{\partial}{\partial E_e}(bE_e^2 N_e) = q_e(E_e) = \frac{s\delta K}{TE_e^2}, \tag{12}$$

откуда

$$N_e(E_e) = \frac{e^{-\frac{1}{bT_e E_e}}}{bE_e^2}\int_{E_e}^{\infty} q_e(E)\, e^{\frac{1}{bT_e E}} dE. \tag{13}$$

Для электронов в Галактике время T_e определяется радиационными потерями в водороде, причем $T_e \sim 10^{16}$ сек (см. [2]). В то же время при $E_e = 10^9$ eV и $H = 10^{-5}$ имеем $bE_e = 4 \cdot 10^{-16}$, т. е. при $E_e > 10^9$ eV $\frac{1}{bT_e E_e} \ll 1$, и решение (13) переходит в (8); разумеется, (8) получается и сразу из (12) при $T_e \to \infty$. Интегральный спектр вторичных электронов согласно (8) имеет вид

$$N_e(E > E_e) = \int_{E_e}^{\infty} \frac{s\delta K}{bTE^3} dE = \frac{s\delta K}{2bTE_e^2} = \frac{s\delta N_p(E > E_e)}{2bTE_e}, \tag{14}$$

где $N_p(E > E_e) = \int_{E_e}^{\infty} N_p(E)\, dE$ — интегральный спектр протонов (плотность протонов с $E > E_e$); при интегрировании предполагается, что $s = \text{const}$.

Полагая $s\delta \sim 5 \cdot 10^{-2}$, $T \sim 10^{16}$, $E_e \sim 10^9$eV, $bE_e \sim 4 \cdot 10^{-16}$, получаем $N_e(E > E_e) \sim 6 \cdot 10^{-3} N_p(E > E_e)$, т. е. приходим к выводу, что число вторич-

ных электронов с энергией $E_e > 10^9$ eV порядка 0,6% от числа протонов (при учете того факта, что $\gamma > 2$, получается меньшее значение; см. ниже). На опыте, как известно [1, 2, 9], именно это значение (0,6 %) является верхним пределом для числа электронов (разумеется, точное совпадение этих значений случайно). Итак, даже если бы первичные источники космических лучей совсем не испускали электронов, в результате ядерных соударений протонов могло бы образоваться достаточное количество электронов для объяснения наблюдающегося космического радиоизлучения (это ясно из [2]). Вместе с тем точность всех данных недостаточна для исключения возможности того, что вторичные электроны и позитроны составляют лишь, скажем, четверть или даже одну десятую от общего числа электронов, имеющихся в Галактике, о чем еще будет идти речь. Появление, помимо вторичных электронов, быстрых электронов, генерируемых в источнике, во-первых, весьма вероятно в силу того, что трудно предложить механизм ускорения частиц, совсем неэффективный для электронов; во-вторых, и это более важно, радиоастрономические данные свидетельствуют о присутствии именно релятивистских электронов в оболочках новых и сверхновых звезд; при расплывании оболочки эти электроны должны попадать в межзвездное пространство. Впрочем, эти электроны могут обладать в основном энергией $E_e < 10^9$ eV, и тогда при $E_e > 10^9$eV вторичные электроны и позитроны будут играть относительно бо́льшую роль, чем при малых энергиях.

Весьма важный и интересный вопрос о доле в электронной компоненте первичных космических лучей вторичных частиц и частиц, ускоренных в источнике, может в принципе быть решен на опыте. Дело в том, что вторичные легкие частицы должны содержать примерно в равном количестве электроны и позитроны. В случае же ускорения в оболочках звезд должны, вероятно, появляться одни электроны, поскольку нет оснований допускать, что в оболочках может находиться заметное количество позитронов (см., однако, [21]). Экспериментальное исследование электронно-позитронной компоненты космических лучей за границей атмосферы является одной из актуальнейших проблем физики космических лучей, что нам уже приходилось подчеркивать [1, 2].

Проведенное рассмотрение открывает возможность сделать также еще один вывод, представляющийся нам весьма важным. Допустим, что магнитные поля в Галактике отсутствуют или очень слабы ($H \ll 3\cdot 10^{-6}$Oe). В этом случае магнитнотормозные потери будут несущественны, в (12) можно будет пренебречь вторым членом и

$$N_e(E_e) = \frac{s\delta K T_e}{T E_e^2}, \quad N_e(E > E_e) = \frac{s\delta K T_e}{T E_e} = \frac{s\delta T_e}{T} N_p(E > E_e). \qquad (15)$$

При $T_e \sim T$ и $s\delta \sim 5\cdot 10^{-2}$ это дает $N_e(E > E_e) \sim 5\cdot 10^{-2} N_p(E > E_e)$, что решительно противоречит экспериментальным данным (см. выше, а также [1, 2]). При этом в (15) T по смыслу — время для взаимодействия, которое, вероятно, в $1{,}5 \div 2$ раза меньше используемого времени (порядка 10^{16} сек) для потери энергии. Время $T_e \sim 10^{16}$ сек также есть время потери энергии электронами, а в (15) должно входить некоторое другое несколько большее время жизни электронов. Значение $s\delta \sim 5\cdot 10^{-2}$ также вряд ли можно существенно уменьшить, несмотря на то, что для водорода прямых данных нет. Кроме того, в (15) принято, что в спектре протонов $\gamma = 2$, между тем как при $E \sim 10^{11} \div 10^{12}$ eV $\gamma \approx 2{,}5$. Полагая $\gamma = 2{,}5$, вместо (6) и (15) имеем

$$q_e(E_e) = \frac{s\delta^{1,5} K}{T E_e^{2,5}}, \quad N_e(E > E_e) = \frac{s\delta^{1,5} T_e}{T} N_p(E > E_e). \qquad (15a)$$

При $s \sim 1$ и $\delta \sim 5\cdot 10^{-2}$ из (15a) получаем $N_e(E > E_e) \approx 10^{-2} N_p(E > E_e)$.

Таким образом, даже при искусственном и противоречащем радиоастрономическим данным предположении о неэффективности ускорения электронов в первичных источниках [12], но при неучете магнитотормозных потерь можно было бы ожидать появления в первичном потоке космических лучей $1 \div 5\%$ электронов с $E_e > 10^9$ eV; в то же время на опыте количество таких электронов меньше 0,6%. Разрыв здесь пока недостаточно велик, но при дальнейшем уточнении данных на этом пути можно будет, очевидно, получить дальнейшие убедительные доводы в пользу наличия межзвездных магнитных полей, в которых электроны теряют энергию, идущую на радиоизлучение.

В отношении ядерных соударений в межзвездном пространстве сделаем еще только два небольших замечания. Помимо нестабильных частиц, при нуклонных соударениях могут появляться также антипротоны, которые должны доходить до Земли. Однако оценки [13] показывают, что число антипротонов по всем данным никак не может быть больше 0,1% от числа протонов. В отношении ядерной компоненты первичных космических лучей, насколько нам известно, появилось мало новых данных, и здесь можно упомянуть только о работе [14], в которой для отношения концентрации N_L ядер Li, Be и B к концентрации N_H всех остальных ядер с $Z \geqslant 6$ получено значение $N_L/N_H < 0{,}37$. Этот результат не противоречит предположению о наличии в первичной компоненте значительного количества ядер Li, Be и B, как это должно иметь место при достижении равновесия между легкими и более тяжелыми (с $Z \geqslant 6$) ядрами. Действительно, при равновесии

$$\frac{\eta N_H}{T_H} = \frac{N_L}{T_L}, \text{ т. е. } \quad \frac{\eta N_H}{l_H} = \frac{N_L}{l_L}, \tag{16}$$

где T_H и T_L — соответственно времена жизни (до перехода в другое ядро) ядер с $Z \geqslant 6$ и ядер с $Z = 3, 4, 5$, $l_H = cT_H$ и $l_L = cT_L$ — соответствующие длины пробега и η — относительное количество ядер Li, Be и B, возникающих при разрушении ядер с $Z \geqslant 6$.

По лучшим имеющимся данным, $\eta = 0{,}22$ и, так как ядра с $Z \geqslant 6$ суть в основном ядра C, N и O, можно думать, что $T_H \sim T_L$ или точнее, скажем, T_L / T_H равно $1{,}5 \div 1{,}7$ (см. [9], табл. 10). Отсюда $N_L / N_H = \eta T_L/T_H = 0{,}33 \div 0{,}38$, что не противоречит приведенным экспериментальным значениям [14]. Только уточнение отношения N_L/N_H в первичном потоке и одновременно уточнение значений η, l_H и l_L позволит окончательно ответить на вопрос, имеется ли равновесие между легкими ядрами (Li, Be, B) и более тяжелыми ядрами*. Такое уточнение весьма существенно, в частности потому, что в рамках рассматриваемой нами схемы [2] нужно ожидать равновесного, или близкого к равновесному, отношения N_L / N_H.

Что касается энергетического спектра ядер с различными Z, то если осколки уносят энергию, пропорциональную энергии первичной частицы, как это наиболее естественно думать, спектр вторичных ядер, в частности протонов, должен совпадать со спектром первичных ядер, как это и имеет место на опыте.

---

* Заметим, что в [14], а также в некоторых других работах основное внимание обращается не на вычисление равновесного значения N_L / N_H, а на нахождение пути x, проходимого ядрами в межзвездном пространстве. При этом считается, что ядра N_H, когда-то излученные, вновь не возникают. Поэтому $dN_H/dx \neq 0$, в то время как при равновесии $dN_H/dx = dN_L/dx = 0$ и получается результат (16). В [20, 21] приведены более новые экспериментальные данные для отношения N_L/N_H, а также указано, что при вычислении равновесного значения N_L/N_H может оказаться важным учет диффузии ядер, что до сих пор еще не сделано.

Резюмируя, можно сказать, что все имеющиеся данные о вторичных космических частицах, образующихся в межзвездной среде, либо подтверждают, либо (в случаях, когда экспериментальные результаты недостаточно полны и точны) не противоречат развиваемой здесь теории происхождения космических лучей.

3

Во введении уже отмечалось, что приобретение энергии космическими частицами в межзвездном пространстве мы считаем практически не имеющим места или, если угодно, несущественным. Этот вывод [2] опирается на следующие аргументы. В теории межзвездного ускорения Ферми [15] показатель степени γ в спектре (1) определяется соотношением

$$\gamma = 1 + \frac{1}{\alpha T}, \tag{17}$$

где T — время свободного пробега для ядерного взаимодействия * и α — коэффициент в уравнении для статистического ускорения

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E \approx \frac{u^2 c}{c^2 l} E, \tag{18}$$

(здесь u — скорость несущих магнитные поля областей межзвездного газа, l — размер областей с квазиоднородным магнитным полем, а скорость частиц вдоль силовых линий v положена примерно равной c).

Для получения экспериментального значения $\gamma = 2 \div 3$ (речь идет о широком интервале энергий) нужно положить в (17)

$$\alpha T \approx 1. \tag{19}$$

Вместе с тем, если для протонов $\alpha T_p \sim 1$, то (в силу независимости α от Z) для ядер Fe $\alpha T_я = \alpha T_p \frac{T_я}{T_p} \approx \frac{1}{20} \alpha T_p \approx \frac{1}{20}$ и $\gamma_{Fe} \approx 20$ (точнее, получается даже значение $\gamma_{Fe} \approx 40$). Между тем, на опыте [1, 2, 9] при энергии на нуклон $E \leqslant 3 \cdot 10^{10}$ eV (а по некоторым данным и при $E \leqslant 10^{12}$ eV) показатели γ в спектрах протонов и ядер одинаковы. Таково первое затруднение, с которым сталкивается теория межзвездного ускорения. Второе затруднение состоит в том, что кинетическая энергия инжекции $E_{и.кин}$ в силу малости α (согласно (19) $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-17}$ сек$^{-1}$) очень велика и для ядер Fe $E_{и.кин} \approx 3 \cdot 10^{11}$ eV (см. [2]). Для протонов $E_{и.кин} \approx 10^8$ eV, но, поскольку спектры протонов и ядер одинаковы, а ядра заведомо образуются в большом количестве (см. [2]), ясно, что механизм межзвездного ускорения не эффективен по крайней мере до энергий порядка 10^{12} eV.

При бóльших энергиях предположение об эффективности этого механизма не противоречит прямым экспериментальным данным, так как при больших энергиях состав первичной компоненты (процент ядер в первичном потоке) пока, к сожалению, неизвестен. Однако косвенные соображения говорят против эффективности межзвездного ускорения и при самых больших энергиях. Так, спектр первичных частиц не имеет никакого «излома» при больших энергиях, в то время как при наличии совершенно

---

* Этот результат, полученный в [15, 2] другим путем, сразу следует из (11), если положить $q=0$, $\varphi=\alpha E$ [см. (9) и (18)] и $\partial N/\partial t = 0$. При учете вторичных процессов, т. е. при появлении вторичных протонов, в (11) $q(E) \neq 0$, причем само q зависит от N. При этом, вероятно, можно в известном приближении использовать уравнение (11) с $q = 0$, но другими значениями α и T. В общем случае, в частности при учете флюктуаций [11] и учете вторичных частиц, показатель γ определяется в первую очередь значением αT и существенно зависит от этого параметра, так как при $\alpha=0$ вообще нет никакого ускорения.

разных механизмов ускорения, скажем, при $E < 10^{12}$ eV (ускорение в первичных источниках) и при $E > 10^{12}$eV (межзвездное ускорение), такое совпадение спектров было бы чистой случайностью. Далее, астрофизические данные отнюдь не противоречат предположению о таком малом α, при котором межзвездное ускорение не эффективно (т. е. $\alpha T \ll 1$ и $\gamma \gg 1$). Наконец, нет никакой необходимости предполагать наличие межзвездного ускорения, поскольку даже самые быстрые космические частицы ($E \sim 10^{18}$ eV) могут ускоряться в оболочках сверхновых звезд.

Все эти аргументы и заставляют отвергнуть механизм межзвездного ускорения (см. [2]). Об этом здесь пришлось напомнить потому, что в двух новых статьях [12, 16] делается попытка сохранить межзвездный механизм ускорения путем его модификации. Однако легко видеть, что новый вариант теории межзвездного ускорения также сталкивается с очень серьезными трудностями и, по нашему мнению, не отвечает действительности. Критика этого варианта теории межзвездного ускорения содержится в статье автора [17]. Поэтому в предназначенном для опубликования тексте настоящего доклада соответствующие критические замечания изложены лишь весьма кратко.

Для преодоления указанных выше трудностей старого варианта теории межзвездного ускорения [15] в [12, 16] предполагается, что время жизни космических частиц в Галактике T определяется не ядерными соударениями, а одинаковым для протонов и ядер временем выхода частиц из Галактики, причем $T \sim 10^6 \div 10^7$ лет. Для сохранения соотношения (19) нужно, чтобы коэффициент α был

$$\alpha \sim 10^{-14} \text{ сек}^{-1} \tag{20}$$

(при $T = 4 \cdot 10^6$ лет $\alpha = 5 \cdot 10^{-15}$; см. [17]). Значение (20) примерно в 100 раз выше значения $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-17}$, принимавшегося ранее [2], что благоприятно с точки зрения понижения энергии инжекции. Но, с другой стороны, значение $\alpha \sim \frac{u^2}{c^2}\frac{c}{l} \approx 10^{-14}$ нельзя согласовать с выражением

$$T \sim \frac{R^2}{6D} \not< \frac{R^2}{cl} \tag{21}$$

для времени диффузионного выхода частиц из Галактики ($R \gtrsim 3 \cdot 10^{22}$ см — радиус Галактики, $D \sim \frac{lv}{3} \lesssim \frac{lc}{3}$ — коэффициент диффузии)*. Так, даже при $R \sim 3 \cdot 10^{22}$ см имеем $l \gtrsim \frac{R^2}{cT} \sim 3 \cdot 10^{20}$ см, $\alpha \lesssim \frac{u^2 c}{c^2 l} \sim 10^{-31} u^2$, и для получения значения $\alpha \sim 10^{-14}$ нужно, чтобы u было больше $2 \cdot 10^3$ км сек$^{-1}$.

Между тем из астрофизических данных следует [1], что в облаках межзвездного газа $u \sim 10$ км сек$^{-1}$ и в самых разреженных областях, вероятно, $u \lesssim 50$ км сек$^{-1}$. Поэтому схема [12, 16] оказывается тесно связанной с предположением о квазиоднородности межзвездного магнитного поля вдоль рукавов галактической спирали [16]. Но это допущение, как указал С. Б. Пикельнер (см. [1]), не необходимо для объяснения данных о межзвездной поляризации света [16] и, таким образом, является гипотетическим. Главное же в том, что объем рукавов спирали составляет лишь небольшую часть объема, занимаемого космическими лучами. Поэтому, если даже поле вдоль рукавов квазиоднородно, то нет никаких оснований считать его таким же везде. Последнее предположение не находится, в частности, в согласии с фактом изотропности первичных космических лучей и противоречит ряду других соображений, указывающих на хаотический характер магнитного поля в Галактике. Еще более существенно, что при предполагаемой в [16]

---

* При учете отражения частиц от «границ» Галактики (т. е. от областей, где магнитное поле сильно уменьшается) обсуждаемое в тексте противоречие становится еще более острым.

конфигурации поля ускорение происходит уже не путем типичного статистического механизма, а в результате своеобразных «соударений типа a» [15, 16], вопрос о вероятности которых в Галактике остается совершенно открытым. Далее, значение $\alpha \sim 10^{-14}$ противоречит факту отсутствия в Галактике значительного количества электронов с $E > 10^9$eV [2, 17]*. Если среди частиц первичной компоненты имеется значительное количество ядер Li, Be и B, что наиболее вероятно, то значение $T \sim 4 \cdot 10^6$ лет противоречит и этому факту (если не предполагать, что в первичных источниках имеется совершенно неправдоподобно большое количество Li, Be и B). Наконец, из-за выхода космических частиц из Галактики в варианте [12, 16] в первичных источниках должно генерироваться примерно в 100 раз больше частиц, чем указано в [2]. Поэтому, несмотря на то, что по схеме [12, 16] бóльшая часть энергии черпается из межзвездной среды, энергия инжекторов должна с точностью до одного-двух порядков равняться $Q \sim 10^{40}$ эрг сек$^{-1}$, так же как при неучете межзвездного ускорения и выхода частиц из Галактики [1, 2]. Но отсюда, с одной стороны, следует, что весь вопрос о первичных источниках космических лучей остается таким же существенным, как и раньше и, на наш взгляд, может быть удовлетворительно решен, только если считать такими источниками новые и сверхновые звезды. С другой стороны, в варианте межзвездного ускорения [12, 16] турбулентная кинетическая энергия межзвездной среды должна полностью перейти в энергию космических частиц за время порядка $4 \cdot 10^6$ лет, а значит, должен существовать какой-то неизвестный очень мощный механизм турбулизации межзвездной среды, мешающий прекращению хаотических движений в ней (подробнее см. [17]). В результате всего сказанного ясно, что модифицированная теория межзвездного происхождения космических лучей [12, 16], если вообще может считаться не противоречащей опыту, то только ценой целого ряда совершенно необоснованных и маловероятных предположений. Кроме того, вопрос о первичных источниках остается в этой схеме столь же острым, как и при полном пренебрежении процессом приобретения энергии в межзвездном пространстве. Поэтому мы считаем, что работы [12, 16] ничего не меняют в оценке состояния теории происхождения космических лучей, сделанной в [2]**. Вместе с тем ряд моментов, обсужденных выше, дополнительно свидетельствует в пользу той картины происхождения космических лучей, которая была нарисована в [2] и в начале настоящего доклада.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Труды 3-го совещания по вопросам космогонии. Происхождение космических лучей.—Изд. АН СССР, М., 1954.
2. Гинзбург В. Л., Усп. физ. наук., 51, 343 (1953); Fort. Phys., 1, 659 (1954),
3. Baldwin J. E., Nature, 174, 320 (1954).
4. Bolton J. G., Stanley G. J., Slee O. B., Austr. J. Phys., 7, 110 (1954).

---

* Помимо сказанного в [17], заметим, что при $\alpha \sim 10^{-14}$ магнитное поле $H \sim 8 \cdot 10^{-6} \div 10^{-5}$ не сможет затормозить вторичные электроны и позитроны, которые поэтому должны были бы наблюдаться (см. выше) даже при неэффективности ускорения электронов в первичных источниках.

** Нужно заметить, что в [2] не только не отрицалась, но, напротив, подчеркивалась (см. стр. 385) возможная роль выхода космических частиц из Галактики. Этот момент несомненно является важным, но, в отличие от авторов работ [12, 16], мы считаем, что выход из Галактики не является фактором, определяющим время жизни космических частиц, или, во всяком случае, что учет выхода все равно не делает теорию межзвездного ускорения более правдоподобной.

5. Гетманцев Г. Г., Уч. записки ГГУ, 27, 23 (1954).
6. Ellis R. A., Gottlieb M. B., Van Allen J. A., Phys. Rev., 95, 147 (1954).
7. Fan C. Y., Phys. Rev., 82, 211 (1951).
8. Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Зацепин Г. Т. и Чудаков А. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., 19, 493 (1955).
9. Фрадкин М. И., Усп. физ. наук, 53, 305 (1954).
10. Гуревич Л. Э., Основы физической кинетики, § 6.—ГТТИ, М.—Л., 1940.
11. Логунов А. А. и Терлецкий Я. П., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 19 (1953).
12. Morrison P., Olbert S., Rossi B., Phys. Rev.. 94, 440 (1954).
13. Фрадкин М. И., ЖЭТФ, 29, 147 (1955).
14. Stix T. H., Phys. Rev., 95, 782 (1954).
15. Fermi E., Phys. Rev., 75, 1169 (1949).
16. Fermi E., Ap. J., 119, 1 (1954).
17. Гинзбург В. Л., ДАН СССР, 99, 703 (1954).
18. Шкловский И. С., ДАН СССР, 98, 353 (1954).
19. Терлецкий Я. П., ДАН СССР, 101, 59 (1955).
20. Гинзбург В. Л., Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, стр. 438.— Изд. АН СССР, М., 1956.
21. Гинзбург В. Л., Пикельнер С. Б. и Шкловский И. С., Астр. журн., 32, 503 (1955).

Примечание при корректуре. Сделанное выше (на стр. 7) довольно очевидное замечание о несущественности учета некатастрофического характера соударений с точки зрения проведенного в [2] анализа вопроса об энергетическом балансе оспаривается в появившейся после совещания статье [19]. Однако соответствующие заключения автора статьи [19] носят бездоказательный характер и являются ошибочными, как ясно из сказанного в тексте нашей статьи. Статья [19] в целом также не выдерживает критики, поскольку в ней делается попытка сохранить теорию Ферми [15] без сколько-нибудь серьезной модификации, которая совершенно необходима (см. [12, 16, 17] и раздел 3 нашей статьи). Автор пользуется также случаем указать, что некоторые разделы настоящей статьи развиты и полнее изложены в докладе [20]; к этой теме имеет также отношение статья [21].

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Я. П. ТЕРЛЕЦКИЙ

О СПЕКТРЕ ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ

Почти общепризнано, что космические лучи суть протоны и ионы более тяжелых элементов, выброшенные звездами-первоисточниками в межзвездное пространство и затем дополнительно ускоренные в процессе диффузии сквозь намагниченную межзвездную среду, находящуюся в турбулентном движении [1—5]. Не установлено еще, какие типы звезд являются главными первоисточниками, и еще не выяснены окончательно свойства и характер движения межзвездной среды, однако несомненно, что степенной энергетический спектр частиц первичной компоненты обсуловлен процессом диффузии частиц в намагниченной ионизированной среде, находящейся в турбулентном движении.

В отличие от Ферми [2], исходившего для объяснения энергетического спектра из общих представлений об ускорении частиц при их столкновениях с намагниченными облаками (см. также [6]), в наших работах [3, 4, 7, 8] исследовалось уравнение диффузии вида

$$\frac{\partial f}{\partial t} - D\Delta f + \frac{\partial}{\partial E}[\alpha E f] - \frac{\partial^2}{\partial E^2}[\alpha E^2 f] + \frac{1}{T}f - \frac{\partial}{\partial E}(\beta E^2 f) = Q, \tag{1}$$

где $f = f(E, \mathbf{r}, t)$ — функция распределения частиц по пространству и энергиям E; $\alpha = \frac{1}{\tau}\left(\frac{u}{c}\right)^2$; c — скорость света; u — средняя скорость турбулентных пульсаций; τ — среднее время прохождения частицы через область пульсации; T — среднее время свободного движения частицы до ее столкновения с протоном межзвездного газа; $D = \frac{c^2\tau}{3}$ — коэффициент пространственной диффузии; β — коэффициент, определяющий потери энергии на электромагнитное излучение в магнитном поле; $Q = Q(E, \mathbf{r}, t)$ — интенсивность первоисточников космических лучей; Δ — оператор Лапласа. Член, учитывающий ионизационные потери, в данной записи уравнения диффузии опущен.

Нами исследовались решения уравнения (1) для точечного источника частиц, испускаемых с заданной энергией E_0, как в случае, когда коэффициент диффузии D не зависит от энергии [7], так и в случае линейной зависимости D от энергии [3, 4]. В первом случае наш результат мало отличался от результата Ферми. Энергетический спектр получился степенной, $f \sim E^{-\gamma}$; однако, так же как у Ферми, показатель $\gamma = 1 + (\alpha T)^{-1}$ сильно зависит от численного значения $\alpha T = \frac{T}{\tau}\left(\frac{u}{c}\right)^2$. Последнее обстоятельство может рассматриваться как недостаток теории, поскольку при этом наблюдаемый энергетический спектр фактически объясняется случайным совпадением входящих в αT физически совершенно разнородных и не зависящих один от другого параметров. Во втором случае (в предположении $D = yE$, где $y = \text{const}$) стационарное решение уравнения (1) было найдено в виде

$$f(E, \mathbf{r}) \sim E^{-2,5} e^{-\frac{\beta}{\alpha}E}, \tag{2}$$

при выполнении условий

$$E \gg E_0, \quad r \ll 2\sqrt{\frac{y}{\alpha} E}, \quad \alpha T \gg 1. \tag{3}$$

В области энергий 10^{10}—10^{20} eV экспонента в формуле (2) практически не отличается от единицы и полученное решение хорошо согласуется с наблюдаемым распределением ($\gamma = 2 \div 3$). Таким образом, при сделанных допущениях, при достаточно больших значениях αT показатель энергетического спектра $\gamma = 2{,}5$, т. е. не зависит от αT, чем устраняется отмеченный выше недостаток теории Ферми.

Однако допущение $D = yE$ может быть оправдано только для ограниченной области значений энергии. Для малых энергий, как это показано А. А. Логуновым, $D = \text{const}$, а для достаточно больших энергий $D \sim E^2$. Условие же $r \ll 2\sqrt{\frac{y}{\alpha} E}$ ограничивает теорию случаем достаточно близко расположенных первоисточников космических лучей. Таким образом, решение (2) не может еще рассматриваться как окончательное разрешение проблемы спектра первичной компоненты.

Укажем еще на один существенный недостаток как теории Ферми, так и уравнения (1). В обоих случаях предполагается, что при столкновении протона, ускоренного межзвездными полями, с неподвижным протоном межзвездного газа первый полностью теряет свою энергию, а второй не приобретает достаточной энергии, чтобы начать ускоряться межзвездными полями. Иначе говоря, предполагается, что процесс соударения нуклон—нуклон приводит только к потере быстрых протонов. На самом же деле при столкновении ультрарелятивистского протона с неподвижным либо оба протона приобретают релятивистские энергии (когда характер соударения близок к неупругому), либо у одного из протонов остается ультрарелятивистская энергия (если характер соударения близок к упругому). В обоих случаях либо оба, либо один из соударившихся протонов вновь могут быть ускорены межзвездными полями. Это обстоятельство необходимо учитывать в более полной теории*.

Будем считать, что в результате соударения протона энергии E с протоном межзвездного газа в среднем энергия a_0E уходит на образование π-мезонов, энергию a_1E и a_2E приобретают участвовавшие в столкновении протоны. Очевидно, при этом в интервал энергии dE в единицу времени попадает

$$\frac{dE}{T}\left\{\frac{1}{a_1} f\left(\frac{E}{a_1}\right) + \frac{1}{a_2} f\left(\frac{E}{a_2}\right)\right\} \tag{4}$$

протонов, образовавшихся в результате столкновений протонов с бо́льшими энергиями, причем, очевидно,

$$a_1 + a_2 + a_0 = 1. \tag{5}$$

Если учитывать образование в процессе столкновения n пар нуклон—антинуклон, то вместо (4) и (5) необходимо написать

$$\frac{dE}{T}\sum_{k=1}^{2n+2} \frac{1}{a_k} f\left(\frac{E}{a_k}\right) \quad \text{и} \quad \sum_{k=1}^{2n+2} a_k = 1 - a_0. \tag{6}$$

Ограничиваясь простейшим случаем (4), уравнение для функции распределения запишем в виде

---

* Ферми [2] указывал на необходимость учета неполной потери энергии протонами при столкновении, однако он не рассматривал влияния этого эффекта на энергетический спектр.

$$\frac{\partial f(E)}{\partial t} - D\Delta f(E) + \frac{\partial}{\partial E}[\alpha E f(E)] - \frac{\partial^2}{\partial E^2}[\alpha E^2 f(E)] +$$
$$+\frac{1}{T}\left\{f(E) - \frac{1}{a_1} f\left(\frac{E}{a_1}\right) - \frac{1}{a_2} f\left(\frac{E}{a_2}\right)\right\} - \frac{\partial}{\partial E}[\beta E^2 f(E)] = Q(E). \tag{7}$$

Здесь для сокращения всюду опущены аргументы $\mathbf{r}$ и t. Ясно, что при более детальном учете потерь и возврата быстрых протонов при нуклонных столкновениях члены, стоящие в фигурных скобках, должны быть записаны в виде интеграла.

Рассмотрим простейшее решение уравнения (7). Предположим, что источники, распределенные равномерно по пространству, испускают частицы с энергиями, не превышающими E_0. В этом случае f можно считать не зависящей от $\mathbf{r}$ и в области $E > E_0$ положить $Q = 0$. Заметим далее, что член $\frac{\partial}{\partial E}[\beta E^2 f]$, учитывающий потери на излучение, существен только при достаточно больших энергиях ($E > E_m = \alpha/\beta$) и, следовательно, при $E < E_m$ может быть опущен.

Рассмотрим стационарные решения уравнения (7) в области

$$E_0 < E < E_m$$

при сделанных выше предположениях. Уравнение (7) при этом упрощается и принимает вид

$$\alpha T\left\{\frac{\partial}{\partial E}[E f(E)] - \frac{\partial^2}{\partial E^2}[E^2 f(E)]\right\} + f(E) - \frac{1}{a_1} f\left(\frac{E}{a_1}\right) - \frac{1}{a_2} f\left(\frac{E}{a_2}\right) = 0. \tag{8}$$

Последнее уравнение имеет решение

$$f(E) = AE^{-\gamma}, \tag{9}$$

где A — произвольная константа, а γ определяется из уравнения

$$-(\alpha T)(\gamma - 1)^2 + 1 - a_1^{\gamma-1} - a_2^{\gamma-1} = 0. \tag{10}$$

При $\alpha T \geqslant 0$ уравнение (10) имеет действительные корни лишь в области $\gamma > 1$, поскольку $a_1 < 1$ и $a_2 < 1$.

Если удовлетворить условие $\alpha T \ll 1$, то уравнение (10) будет иметь два действительных корня: $\gamma_1 \to \infty$ и γ_2, определяемое уравнением

$$1 - a_1^{\gamma_2-1} - a_2^{\gamma_2-1} = 0. \tag{11}$$

При изменении величины a_0 от 0 до 1 в силу условия (5) γ_2 согласно (11) изменяется от 2 до 1. Таким образом, при $\alpha T \ll 1$ и $a_0 \to 0$ показатель γ в выражении (9) стремится к значению $\gamma = 2$. Второй корень уравнения (10) ($\gamma_1 \to \infty$) в данном случае можно не принимать во внимание.

Условие $a_0 \to 0$ может рассматриваться как приближающееся к действительности в определенном энергетическом интервале. Согласно экспериментальным данным [9], доложенным на этом совещании Н. Л. Григоровым, при соударении протонов первичной компоненты с неподвижными нуклонами при энергиях до 30 BeV на образование π-мезонов уходит лишь небольшая доля энергии (не более 30%), а оставшаяся энергия весьма неравномерно распределяется между участвовавшими в соударении нуклонами.

Очевидно, в случае $a_0 \to 0$ показатель γ не зависит от численного значения величины αT, если выполняется условие $\alpha T \ll 1$. Однако в этом случае показатель γ получается несколько меньше, чем наблюдаемый экспериментально ($\gamma \lesssim 2$ вместо $\gamma = 2 \div 3$).

При бо́льших значениях αT (при произвольном a_0) действительные корни уравнения (10) сближаются, сливаясь где-то в области $\gamma \geqslant 2$. При еще бо́льших значениях αT уравнение (10) вообще не имеет действительных корней.

Таким образом, при произвольных значениях αT, бо́льших нуля и меньших некоторого критического числа, существует два степенных решения уравнения (8); одно с показателем степени γ, близким к 2, и другое с показателем γ, превышающим 2 и стремящимся к бесконечности при $\alpha T \to 0$. Второе решение соответствует решению, получаемому в теории Ферми при дополнительном учете флюктуаций [3].

В дипломной работе Ю. А. Попова исследовалось также решение уравнения (8) для точечного мгновенного источника с заданной энергией. Таким источником может быть, например, новая или сверхновая звезда. В результате получено решение вида

$$f = \frac{Q_0}{2\pi E_0} \frac{e^{-\frac{r^2}{4Dt}}}{(4\pi Dt)^{3/2}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{i\mu \ln E/E_0 - \alpha\mu^2 t + \frac{t}{T}(e^{i\mu\Delta_1} + e^{i\mu\Delta_2} - 1)}\, d\mu, \tag{12}$$

где $\Delta_1 = \ln \frac{1}{a_1}$, $\Delta_2 = \ln \frac{1}{a_2}$, r — расстояние до источника, t — время, протекшее с момента вспышки источника.

Анализ стоящего в (12) интеграла показывает, что в некоторой области параметров энергетический спектр является степенным. Так, например, при

$$a_1 = 0{,}1,\ a_2 = 0{,}6,\ a_0 = 0{,}3 \text{ и при } \alpha = 5 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1}\ t = 10^{18} \text{ сек}$$

получаем для разных областей энергии

$$\gamma = 2{,}2 \text{ для } E \approx 10^{10} \text{ eV},$$
$$\gamma = 2{,}5 \text{ для } E \approx 10^{12} \text{ eV},$$
$$\gamma = 2{,}8 \text{ для } E \approx 10^{15} \text{ eV}.$$

Если положить расстояние до источника $L \approx 10^{23}$ см, а $D \approx 10^{28}$ см^2 сек$^{-1}$, то $t = L^2/6D \approx 10^{18}$ сек. Более подробно результаты этих расчетов будут изложены в отдельной статье.

Итак, учет быстрых протонов, остающихся после соударений протон—протон, приводит к качественно новым решениям уравнения диффузии частиц космических лучей в межзвездной среде, причем одно из решений уравнения (7), при самых широких предположениях относительно входящих в него параметров, близко к наблюдаемому распределению космических протонов по энергиям. Этот учет необходим во всякой теории происхождения космических лучей, допускающей соударение протонов с протонами.

В свете сказанного выше, очевидно, не могут быть признаны правильными произведенные недавно [10, 11] оценки баланса рождающихся и гибнущих в Галактике частиц космических лучей, послужившие авторам статей [10, 11] основанием для возрождения гипотезы, согласно которой вся первичная компонента космических лучей образуется при взрывах сверхновых или новых звезд [12—15]. Эти оценки основаны на ошибочном предположении о полной потере энергии космическими протонами при их столкновениях с протонами межзвездного газа и, следовательно, на незаконном пренебрежении «размножением» быстрых частиц, учитываемым членом (4).

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Терлецкий Я. П., Усп. физ. наук, **44**, 46 (1951).
2. Fermi E., Phys. Rev., **75**, 1169 (1949).
3. Терлецкий Я. П., Логунов А. А., ЖЭТФ, **23**, 682 (1952).
4. Логунов А. А., Терлецкий Я. П., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 119 (1953).
5. Morrison P., Olbert S., Rossi B., Phys. Rev., **94**, 440 (1954).
6. Fan C. Y., Phys. Rev., **79**, 912 (1950).
7. Терлецкий Я. П., Логунов А. А., ЖЭТФ, **21**, 567 (1951).
8. Логунов А. А., Терлецкий Я. П., ЖЭТФ, **26**, 129 (1954).
9. Бриккер С. И., Григоров Н. Л., Рыбин И. В., Савин Ф. Д., ДАН СССР, **86**, 1089 (1952).
10. Шкловский И. С., ДАН СССР, **90**, 983 (1953).
11. Гинзбург В. Л., Усп. физ. наук, **51**, 343 (1953).
12. Zwicky F., Proc. Nat. Acad. Sci. Wash., **25**, 338 (1939).
13. Hoyl F. M. N., **106**, 384 (1947).
14. Ter Haar D., Rev. Mod. Phys., **22**, 119 (1950).
15. Spitzer L.. Phys. Rev., **76**, 583 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. А. ЛОГУНОВ и Я. П. ТЕРЛЕЦКИЙ

ДИФФУЗИЯ И УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НАМАГНИЧЕННОЙ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

Диффузия заряженных частиц в намагниченной межзвездной среде имеет существенное значение для объяснения свойств первичного космического излучения. Заряженные частицы, испускаемые тем или иным источником, проходят через намагниченную межзвездную среду и претерпевают целый ряд изменений. Механизм прохождения заряженных частиц через межзвездную намагниченную среду сходен с процессом диффузии частиц в газах.

В дальнейшем мы будем предполагать, что межзвездное магнитное поле хаотически изменяется при переходе от одной области пространства к другой. Средний размер однородных участков магнитного поля обозначим через L, а средний радиус кривизны траектории частицы в магнитном поле — через R_k. Выясним зависимость коэффициента диффузии от энергии частиц. Если энергия частиц такова, что $R_k \ll L$, то в силу беспорядочной структуры магнитного поля движение частиц в нем носит характер блуждания. Длиной свободного пробега мы можем считать средний размер однородных участков магнитного поля, и, следовательно, коэффициент диффузии частиц в этом интервале энергий можно считать постоянной величиной.

Если энергия частиц такова, что $R_k \gg L$, то в этом случае ввиду того, что рассеяние происходит преимущественно вперед, для установления характера зависимости коэффициента диффузии от энергии частиц оценим величину «транспортного свободного пробега» частиц в намагниченной среде. Транспортный свободный пробег λ есть среднее расстояние, на которое переместится частица после прохождения бесконечного числа хаотически распределенных однородных участков магнитного поля

$$\lambda = L\left(1 + \overline{\cos\theta_k} + \overline{\cos\theta_k}^2 + \ldots\right) = \frac{L}{1 - \overline{\cos\theta_k}},$$

где θ_k — угол отклонения направления движения частицы при прохождении однородного участка магнитного поля.

Так как радиус кривизны траектории частицы в магнитном поле напряженности H равен

$$R_k = \frac{cp}{eH\sin\varphi},$$

где φ — угол между направлением импульса частицы и направлением магнитного поля, то

$$\overline{\theta_k^2} \approx \frac{L^2e^2H^2\,\overline{\sin^2\varphi}}{c^2p^2}.$$

Отсюда

$$\lambda \approx \frac{c^2p^2}{Le^2H^2}$$

и для области ультрарелятивистских энергий частиц имеем

$$\lambda \approx \frac{E^2}{Le^2H^2},$$

а следовательно, коэффициент диффузии

$$D \approx \frac{cE^2}{Le^2H^2}.$$

Если допустить, что существует монотонная зависимость коэффициента диффузии от энергии частиц, то нетрудно установить характер этой зависимости и в промежуточной области энергий.

Далее мы займемся процессом ускорения частиц в межзвездной намагниченной среде. Как известно, впервые процесс ускорения заряженных частиц в межзвездной среде был рассмотрен Ферми [1]. Это исследование показало возможность ускорения частиц в среде, однако ввиду того, что в нем не рассматривался вопрос об ускорении частиц при высоких энергиях, оно было не полно. Более детальное рассмотрение процесса ускорения частиц как в области малых, так и в области больших энергий частиц подтвердило идею Ферми об ускорении заряженных частиц движущейся намагниченной средой. При рассмотрении процесса ускорения частиц мы в тех случаях, когда это необходимо, предполагаем, что средняя плотность магнитной энергии сравнима со средней плотностью кинетической энергии среды. В том случае, когда плотность магнитной энергии намного меньше плотности кинетической энергии среды, рассматриваемый здесь процесс ускорения также имеет место; однако тогда более значительно ускорение, обусловленное вихревыми полями, индуцируемыми нарастающим общим магнитным полем [2].

Детальное рассмотрение [3] процесса ускорения заряженных частиц движущейся намагниченной средой приводит к следующим результатам.

1. Если (в прежних обозначениях) $R_k \ll L$, то ускорение частиц происходит по закону

$$\frac{d\overline{E}}{dt} \approx \frac{1}{\tau}\left(\frac{u}{c}\right)^2 \overline{E},$$

совпадающему с законом ускорения, данным Ферми.

2. Если $R_k \gg L$, то формула, описывающая процесс ускорения частиц, имеет следующий вид:

$$\frac{d\overline{E}}{dt} \approx \frac{\overline{Z^2e^2u^2H^2}}{E}\tau,$$

где τ — среднее время пребывания частицы в однородном участке магнитного поля. Существенной особенностью этой формулы является то, что степень ускорения частиц зависит от заряда частиц. Это обстоятельство, вместе со сведениями о характере поглощения частиц в среде, может дать возможность вычислить обрыв спектра для протонной и ионной компонент.

Пользуясь полученными выше формулами для закона ускорения и коэффициента диффузии, можно составить уравнение для функции распределения частиц по пространству и по энергии [2].

Однако в силу недостаточности наших знаний об источниках космического излучения, об их распределении, характере их действия и т. д. мы не можем еще в настоящее время свести проблему о спектре космического излучения к определенной математической граничной задаче.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Ферми Е., Phys. Rew., 75, 1169 (1949).
2. Логунов А. А. и Терлецкий Я. П., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 119 (1953).
3. Логунов А. А. и Терлецкий Я. П., ЖЭТФ, 26, 129 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Л. И. ДОРМАН

О ПРИРОДЕ ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ*

Введение

В течение последних двух десятилетий на нескольких десятках станций (распределенных, правда, весьма неравномерно по всему земному шару) производятся непрерывные измерения интенсивности жесткой компоненты космических лучей, а в последние годы также и нейтронной компоненты. Эти измерения, точность которых за один час регистрации достигает нескольких десятых долей процента, показали, что интенсивность космических лучей не вполне постоянна во времени. Выявлено большое количество различного типа вариаций космических лучей, причем амплитуда одних отличается от амплитуды других почти на четыре порядка: от нескольких сотен процентов до нескольких сотых долей процента (табл. 1). Однако вплоть до последнего времени исследователи ограничивались большей частью собиранием экспериментальных фактов и установлением (методом корреляций) различных эмпирических связей между вариациями космических лучей и другими явлениями.

Это объясняется главным образом тем, что выяснение природы вариаций космических лучей, выяснение природы механизмов, осуществляющих связь между изменениями интенсивности космических лучей и различными гео- и гелиофизическими явлениями, встречается со следующими основными трудностями.

1. Наблюдаемые изменения интенсивности жесткой компоненты космических лучей (к. л.) — главной на уровне моря — в сильной степени подвержены искажающему влиянию метеорологических изменений, которые до недавнего времени не поддавались количественному учету.

2. Первичная компонента, взаимодействуя с ядрами атомов атмосферы, существенно преобразуется по мере прохождения вглубь нее. Поэтому наблюдаемые вариации к. л., даже полностью освобожденные от влияния метеорологических факторов, не будут адэкватны вариациям первичной компоненты. Более того, если бы даже удалось производить измерения вариаций интенсивности первичной компоненты непосредственно в стратосфере, то неизвестным остался бы энергетический спектр вариаций, т. е. зависимость вариаций от энергии частиц. Отсюда вытекает и третья трудность.

3. Закручивающее действие магнитного поля Земли на траектории заряженных частиц к. л. различно для частиц разных энергий. Поэтому, не зная спектра вариаций, нельзя определить, где относительно Земли расположен источник, вызывающий вариации интенсивности к. л.

В течение нескольких последних лет в результате работ [1—5] удалось преодолеть первую трудность. Теперь мы можем, зная температурный разрез атмосферы над точкой наблюдения, надежно вычислить вызываемые метеорологическими изменениями вариации μ-мезонной компоненты.

---

* Затронутые вопросы более подробно рассматриваются в диссертации автора [65]

Таблица 1

Вариации космических лучей (амплитуда, %)

Тип вариаций	$\lambda = 50°$: Жесткая компонента на уровне моря	$\lambda = 50°$: Нейтронная компонента на уровне моря или на уровне гор	$\lambda = 50°$: Ионизация на больших высотах	$\lambda = 50°$: Жесткая компонента под землей, 60 м водного эквивалента (м. в. э.)	$\lambda = 0°$: Жесткая компонента на уровне моря	$\lambda = 0°$: Нейтронная компонента на уровне моря или на уровне гор	Происхождение *	Механизм (природа вариаций) *
Сезонные	2÷4	—	—	—	—	—	Атмосферное	Нестабильность π- и μ-мезонов и поглощение в атмосфере (выделены при помощи теории метеорологических эффектов)
Суточные (маскирующие эффект внеатмосферного происхождения)	~0,15	—	—	—	~0,15	—		
11-летние	~2	—	—	—	~2	—	Внеатмосферное	1 класс (ускорение, торможение и рассеяние к. л. солнечными корпускулярными потоками, несущими «замороженные» магнитные поля)
Годовые	0,5÷1	—	—	—	0,5÷1	—		
27-дневные	~0,3	~1	—	—	~0,35	—		
Солнечносуточные	~0,3	~0,6	$\leqslant$1÷2	~0,05	~0,35	~0,43		
Полусуточные	~0,03	—	—	$\leqslant$0,02	~0,03	—		
Уменьшение во время магнитных бурь	$\leqslant$10	—	~22	< 0,5	$\leqslant$10	—		
Возрастание во время больших солнечных вспышек	10÷40	~550	—	< 0,5	< 0,5	—		2 класс (генерация к. л. с энергией в несколько BeV на Солнце, повидимому, статистическим механизмом ускорения)
Возрастание во время малых вспышек	~0,3**	~0,6	$\leqslant$10	—	—	—		
Звездносуточные (существование недостоверно)	$\leqslant$0,02	—	—	$\leqslant$ 0,02	< 0,02	—		3 класс (возможное неравномерное распределение источников; диффузия из Галактики и т. п.)

* О последних двух столбцах таблицы см. Заключение.

** Возрастание интенсивности жесткой компоненты во время малых вспышек имеет, повидимому, атмосферное происхождение [1] (см. также ниже, раздел 6). Если это так, то под землей должен наблюдаться эффект обратного знака.

Оставшиеся после этого вариации будут обусловлены, таким образом, лишь изменениями первичной компоненты.

Далее, как будет здесь показано, можно установить характер связи между вариациями различных компонент к. л., наблюдаемых на различных высотах и в различных точках Земли (вторичными вариациями), с одной стороны, и вариациями в различных участках энергетического спектра первичной компоненты к. л. на границе атмосферы (первичными вариациями), с другой. Таким способом преодолевается вторая из указанных выше трудностей. После этого можно преодолеть и третью трудность.

1. Связь первичных вариаций космических лучей со вторичными

Путь к установлению связи между первичными и вторичными вариациями к. л. может быть найден, если использовать огромный экспериментальный материал, накопленный исследователями по геомагнитным эффектам различных компонент к. л.

Рассмотрим компоненту к. л. типа i (μ-мезоны, нейтроны, «звезды», толчки, мягкая компонента, общая ионизирующая компонента и т. п.), регистрируемую на геомагнитной широте λ на уровне с давлением h_0. Ее глобальную интенсивность можно в общем случае представить в виде

$$N_\lambda^i(h_0) = \int\limits_{\varepsilon_\lambda^{min}}^{\infty} D(\varepsilon)\, m^i(\varepsilon, h_0)\, d\varepsilon, \tag{1}$$

где $D(\varepsilon)$ — дифференциальный энергетический спектр первичной компоненты (в основном, протоны); $m^i(\varepsilon, h_0)$ — кратность [6], т. е. число частиц типа i, зарегистрированных на уровне h_0 и происшедших от одной попавшей в атмосферу первичной частицы с полной энергией ε; $\varepsilon_\lambda^{min}$ — эффективный геомагнитный порог в точке наблюдения для протонов, падающих на границу атмосферы по вертикали. Когда происходят вариации к. л. типа j (суточные, 27-дневные, уменьшения во время магнитных бурь, возрастания во время больших солнечных вспышек и т. п.), и метеорологические эффекты устранены (т. е. данные приведены к постоянной во времени кратности $m^i(\varepsilon, h_0)$), то их причиной является изменение $D(\varepsilon)$. Относительное изменение интенсивности равно

$$\frac{\delta_j N_\lambda^i(h_0)}{N_\lambda^i(h_0)} = \frac{1}{N_\lambda^i(h_0)} \int\limits_{\varepsilon_\lambda^{min}}^{\infty} \delta_j D(\varepsilon)\cdot m^i(\varepsilon, h_0)\, d\varepsilon = \int\limits_{\varepsilon_\lambda^{min}}^{\infty} W_\lambda^i(\varepsilon, h_0)\cdot \frac{\delta_j D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)}\, d\varepsilon, \tag{2}$$

где величину

$$W_\lambda^i(\varepsilon, h_0) = \frac{D(\varepsilon)\cdot m^i(\varepsilon, h_0)}{N_\lambda^i(h_0)} \tag{3}$$

назовем плотностью коэффициента связи первичных и вторичных вариаций. Действительно, если $W_\lambda^i(\varepsilon, h_0)$ известны, и дано (на основе какой-либо рассматриваемой гипотезы) относительное изменение спектра первичных к. л. $\frac{\delta_j D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)}$, то по (2) можно определить и вторичные вариации $\frac{\delta_j N_\lambda^i(h_0)}{N_\lambda^i(h_0)}$, сравнение которых с результатами наблюдений позволяет проверить правильность принятой гипотезы. Более того, зная $W_\lambda^i(\varepsilon, h_0)$,

можно с достаточной для наших целей точностью решать и обратную задачу: по наблюдаемым вторичным вариациям различных компонент, имеющих существенно различные $W^i_\lambda(\varepsilon, h_0)$, определять энергетический спектр вариаций первичной компоненты $\frac{\delta_j D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)}$. Точность такого определения будет, естественно, тем выше, чем больше различных экспериментальных данных по вторичным вариациям данного типа используется при расчете.

Дифференцируя выражение (1) по нижнему пределу интеграла и учитывая (3), получим

$$W^i_\lambda(\varepsilon^{min}_{\lambda'}, h_0) = -\frac{1}{N^i_\lambda(h_0)} \cdot \frac{\partial N^i_{\lambda'}(h_0)}{\partial \varepsilon^{min}_{\lambda'}}. \quad (4)$$

Если речь идет о первичных частицах, подверженных существенному влиянию магнитного поля Земли, т. е. о частицах с энергией до $\varepsilon_0 = 15$ BeV, то правую часть равенства (4) легко вычислить по экспериментальным данным для широтного эффекта (аналогично тому, как это делают Неер [6] и Симпсон [7]). Для области больших энергий воспользуемся экстраполяцией. Учитывая, что при высоких энергиях энергетический спектр первичной компоненты и множественность генерации частиц имеют степенной характер [8], положим

$$W^i_\lambda(\varepsilon, h_0)_{\varepsilon>\varepsilon_0} = k\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{-a+\frac{b}{\varepsilon/\varepsilon_0}}, \quad (5)$$

где второе слагаемое в показателе степени позволяет учесть возможную слабую зависимость показателя от энергии; постоянные k, a и b определяются из условия нормировки плотности коэффициента связи и условия сшивания при $\varepsilon = \varepsilon_0$ экстраполированной кривой с кривой, вычисленной по (4) на основе данных о широтном эффекте. Результаты соответствующих расчетов для некоторых основных компонент к. л. для геомагнитных широт 50, 30 и 0° представлены на рис. 1—3.

Для применения этого метода надо располагать данными о вариациях на разных широтах интенсивности различных компонент к. л., обладающих существенно разными коэффициентами связи. Положение в этом отношении в настоящее время нельзя считать вполне удовлетворительным. Тем не менее, мы попытаемся провести всю программу уже на основании современных данных. Внутренняя согласованность результатов позволяет нам думать, что основные черты процесса вариаций космических лучей получаются правильными. С интересующей нас точки зрения богаче всего экспериментальными данными суточный эффект и эффект большой вспышки 19 ноября 1949 г. Ими мы и займемся в первую очередь.

2. О природе суточных вариаций космических лучей

При помощи (2), перебрав несколько различных простейших видов $\frac{\delta D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)}$ (первичные вариации), находим тот случай, который наилучшим образом удовлетворяет имеющимся экспериментальным данным по средним за длительный (несколько лет) период наблюдений солнечносуточных вариаций различных компонент к. л. на разных высотах и широтах. Затем, по найденному энергетическому спектру вариаций $\frac{\delta D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)}$, используя результаты работ [12, 13], находим эффективное направление, по которому должны приходить частицы, чтобы вызвать наблюдаемые суточные вариации. Получены следующие результаты.

1. Энергетический спектр вариаций определяется выражением

$$\frac{\delta D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)} = \begin{cases} a(\overline{\Phi})\,\varepsilon^{-1}, & \text{если } \varepsilon > (7{,}5 \pm 0{,}5)\ \text{BeV}, \\ 0, & \text{если } \varepsilon < (7{,}5 \pm 0{,}5)\ \text{BeV}. \end{cases} \tag{6}$$

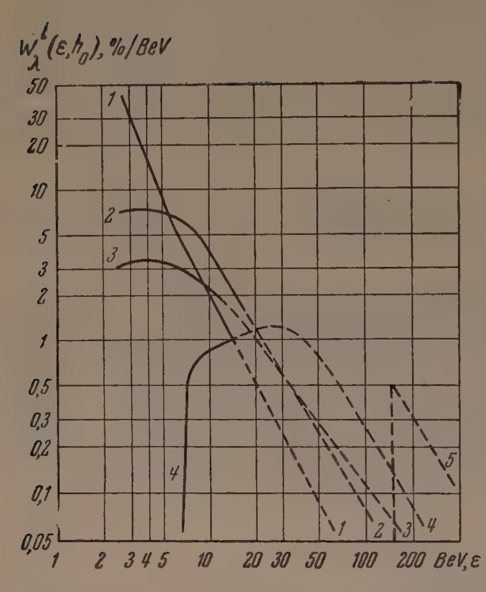


Рис. 1. Плотности коэффициентов связи на геомагнитной широте $\lambda=50°$ для следующих компонент к. л.: *1* — ионизация в стратосфере на больших высотах (рассчитана по [9]), *2* — нейтронная компонента на поверхности земли (рассчитана по [7]), *3* — ионизация на уровне гор (рассчитана по [10] для высоты 4300 м), *4* — жесткая компонента на уровне моря (рассчитана по широтному эффекту с учетом влияния метеорологических факторов [5]), *5*—жесткая компонента на глубине 60 м. в. э. (рассчитана при помощи экстраполяции кривой *4* в область высоких энергий при дополнительном предположении, что в среднем на π-мезон приходится 15% энергии первичной частицы в первом акте взаимодействия ее с ядром атома воздуха [11]); сплошные кривые рассчитаны по формуле (4), пунктирные — экстраполированы по формуле (5)

Коэффициент $a(\overline{\Phi})$ дается в виде кривой на рис. 4, где $\overline{\Phi}$ — угол между плоскостью эклиптики и эффективным направлением движения на беско-

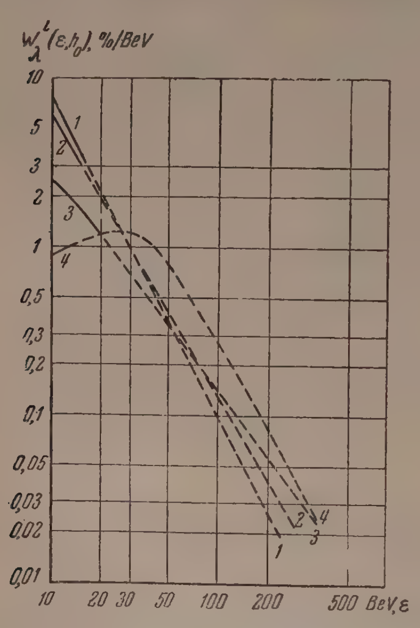


Рис. 2. Плотности коэффициентов связи на геомагнитной широте $\lambda=30°$. Обозначения те же, что на рис. 1

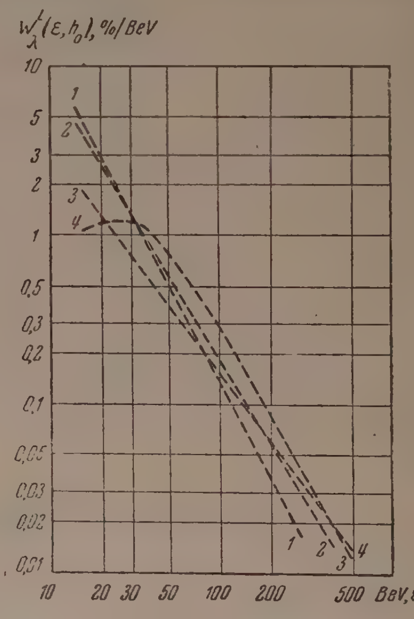


Рис. 3. Плотности коэффициентов связи на геомагнитном экваторе ($\lambda=0°$). Обозначения те же, что на рис. 1

нечность частиц, вызывающих суточные вариации. Значение $\overline{\Phi}$ определяется в каждом конкретном случае геомагнитной широтой места наблюдения λ и типом регистрируемой компоненты (вычисляется в первом приближении при помощи (6) при постоянном a и кривых на рис. 1—3 по обыч-

ной формуле среднего взвешенного, причем распределение $\overline{\Phi}(\varepsilon)$ дается в работах [12, 13].

Таким путем мы находим, что эффективный источник дополнительного потока космических лучей, вызывающего возрастание интенсивности к. л. днем, находится слева от Солнца (с точки зрения наблюдателя, находящегося в северном полушарии Земли) под углом $82 \pm 8°$ к линии Земля — Солнце и участвует вместе с Землей в годовом обращении вокруг Солнца.

Результаты расчета на основе полученных свойств источника амплитуды и фазы суточных вариаций к. л. находятся в удовлетворительном согласии с соответствующими экспериментальными данными, полученными для 10 различных случаев наблюдения (табл. 2). Таким образом, широко обсуждаемые в литературе распределение суточных вариаций

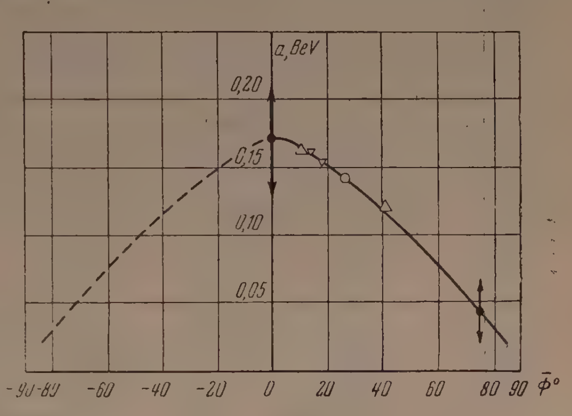


Рис. 4. График функции $a(\overline{\Phi})$. Нанесенные на график значки ↕, △, ▽, ○—результаты расчетов на основании данных измерений суточных вариаций в северном полушарии (с соответствующими ошибками, обусловленными неточностью экспериментальных данных); пунктирная кривая является зеркальным отображением сплошной кривой относительно оси ординат

к. л. по земному шару и зависимость их от направления прихода частиц, высоты уровня наблюдения и типа регистрируемой компоненты естественно укладываются в рамки единой картины.

Полученные свойства источника позволяют сразу же отклонить гипотезы, объясняющие суточные вариации либо азимутальным эффектом в общем магнитном поле Солнца, который дает вариации лишь в области энергий $\varepsilon \leqslant 5 \div 6$ BeV [14—19], либо непосредственным испусканием космических лучей из Солнца [20—22].

С этой точки зрения несколько более вероятной является гипотеза Эллиота и Долбера [23] о том, что суточные вариации вызываются механизмом ускорения и торможения к. л. при прохождении их по пути на Землю через корпускулярные потоки, поляризующиеся, согласно Альфвену [24], при движении в общем магнитном поле Солнца. Согласно [24], частицы, пересекающие поток, изменяют энергию на

$$\delta\varepsilon = 300\,\frac{u}{c}\,Hl\,\mathrm{eV}, \qquad (7)$$

где u — скорость потока ($\sim 10^8$ см сек$^{-1}$), l — ширина потока ($\sim 10^{12} \div 10^{13}$ см), H — напряженность общего магнитного поля Солнца около земной орбиты ($H \leqslant 10^{-6}$Oe), c — скорость света. При этом

$$\frac{\delta D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)} \approx \pm\frac{\Omega}{2\pi}(1+\gamma)\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}. \qquad (8)$$

Знаки плюс и минус соответствуют потокам, проходящим слева и справа от Солнца, если направление напряженности поля Солнца совпадает с направлением напряженности поля Земли. Здесь Ω — телесный угол, под которым виден поток с Земли, γ — показатель степени в дифференциальном энергетическом спектре невозмущенной первичной компоненты. Хотя (8) дает правильное расположение источника относительно линии

Таблица 2

Ожидаемые на основе спектра (6) и наблюдаемые экспериментально * солнечносуточные вариации космических лучей

Тип регистрируемой компоненты	Амплитуда						Время максимума (местное), час					
	λ = 0°		λ = 50°		λ = 80°		λ = 0°		λ = 50°		λ = 80°	
	ожидаемая	экспериментальная	ожидаемая	экспериментальная	ожидаемая	экспериментальная	ожидаемое	экспериментальное	ожидаемое	экспериментальное	ожидаемое	экспериментальное
Ионизация на больших высотах	0,69	нет данных	0,41	1	0,11	нет данных	11,3	нет данных	15,3	нет данных	16,4	нет данных
Ионизация на уровне гор	0,35	0,3±0,1**	0,49	нет данных	0.13	нет данных	12,8	13±0,5**	15,1	нет данных	16,3	нет данных
Нейтронная компонента на уровне моря	0,41	0,43±0,1	0,58	0,6±0,1	0,13	нет данных	11,4	12±1	14,5	14±0,5	16,1	нет данных
Жесткая компонента на уровне моря	0,33	0,3±0,1	0,30	0,3±0,1	0,09	0,1±0,03	13,3	13±0,5	14,9	15±0,5	15,9	16±1
Жесткая компонента под землей (глубина 60 м в. э.)	0,06	нет данных	0,03	0,05±0,02	0,01	нет данных	16,0	нет данных	16,5	16±1	16,8	нет данных
Жесткая компонента на уровне моря												
32° S	—	—	0,3	~ 0,3	—	—	—	—	15,9	16±0,5	—	—
32° N	—	—	0,3	~ 0,3	—	—	—	—	13,4	13±0,5	—	—

* В приведенных экспериментальных данных по жесткой компоненте приближенно учтено на основе работ [1—4] влияние метеорологических факторов.

** Данные относятся к ионизации, создаваемой жесткой компонентой.

Земля — Солнце и в основном правильную зависимость вариаций от энергии частиц, гипотеза [23] встречается со следующими трудностями: а) ожидаемые, согласно (8), суточные вариации, рассчитываемые по (2), оказываются на два порядка меньше экспериментально наблюдаемых, если учесть, что напряженность общего поля Солнца на его поверхности не превосходит нескольких эрстед [25, 26]; б) поскольку, согласно (8), в отличие от (6), вариациям подвержены частицы любых энергий, то расчеты по формуле (2) дают для отношения амплитуд суточных вариаций жесткой и нейтронной компонент к. л. на уровне моря на широте $\lambda \approx 50°$ величину 1 : 5, что резко противоречит экспериментальному значению 1 : 2 (полученному при учете метеорологических поправок, см. табл. 2).

Чтобы преодолеть эти трудности, сохранив основную идею гипотезы [23] (причина суточных вариаций к. л.— корпускулярные потоки), необходимо учесть, что потоки обладают высокой проводимостью и поэтому могут уносить «замороженные» магнитные поля [24, 27, 59]. При этом, кроме влияния электрического поля (возникающего в неподвижной системе координат из-за движения корпускулярного потока с «замороженным» магнитным полем относительно этой системы), существенное влияние на первичные к. л. оказывает непосредственно также и «замороженное» в потоках магнитное поле, приводящее к рассеянию частиц малых энергий (рис. 5). Если поток не попадает на Землю, то магнитное поле потока вследствие изотропии к. л. не может вызвать какого-либо изменения интенсивности к. л. на Земле. Электрическое поле, изменяя энергию частиц, пересекающих поток, приведет к вариациям вида (8), где $\delta\varepsilon$ определяется

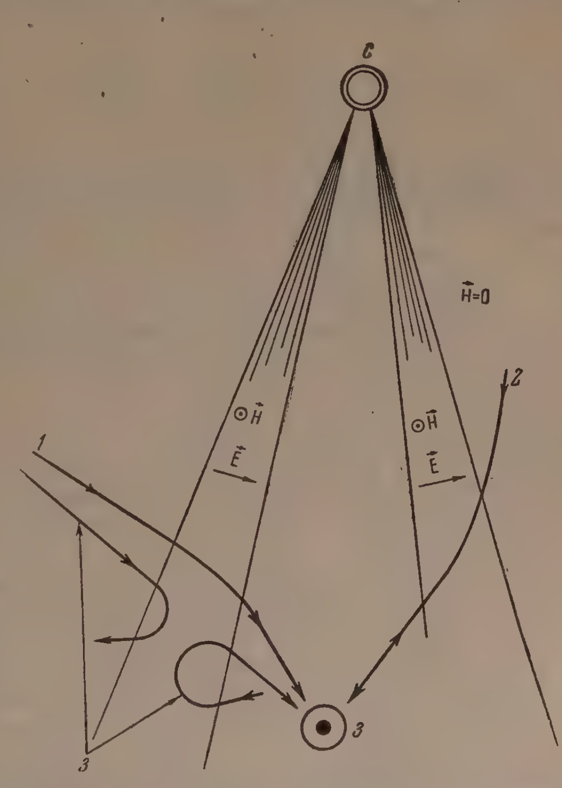


Рис. 5. Схема ускорения, торможения и рассеяния частиц к. л. в несущих «замороженные» магнитные поля корпускулярных потоках, не попадающих на Землю. *С* — Солнце, *З* — Земля; *1* — частицы большой энергии, ускоряющиеся при прохождении через поле *E* в потоке (направление напряженности «замороженного» магнитного поля совпадает с направлением напряженности поля Земли); *2* — частицы большой энергии, теряющие при прохождении через поток часть своей энергии; *3* — частицы малой энергии, рассеивающиеся в «замороженном» магнитном поле потока

соотношением (7), в котором под H следует понимать напряженность «замороженного» в потоке магнитного поля. Однако частицы с энергией

$$\varepsilon \lesssim 300\ Hl, \tag{9}$$

траектории которых в потоке имеют радиус кривизны, меньший l, не смогут пересечь потока, так что для них вариации вида (8), обусловленные электрическим полем, не будут иметь места. Таким образом, полагая

$$300\ Hl \approx 7{,}5 \cdot 10^9\ \text{eV} \tag{10}$$

(для чего требуется при $l \approx 2 \cdot 10^{12}$ см поле $H \approx 10^{-5}$Oe), мы качественно удовлетворяем свойствам источника (6).

Для полного количественного согласия (мы опускаем здесь детали расчетов, связанных с интегрированием действия по всем элементам потока и усреднением по всем потокам, испускаемым равновероятно во все стороны от Солнца [65]), требуется одновременное испускание из Солнца в среднем 5÷10 потоков, причем число их должно несколько возрастать с увеличением гелиошироты места испускания (рис. 6). Если при этом перпендикулярная к плоскости эклиптики составляющая напряженности «замороженного» в потоке магнитного поля направлена в среднем в ту же сторону, что и напряженность поля Земли, то получается согласие с результатами анализа экспериментальных данных и во втором пункте; о направлении прихода первичных частиц, вызывающих суточные вариации, см. стр. 29.

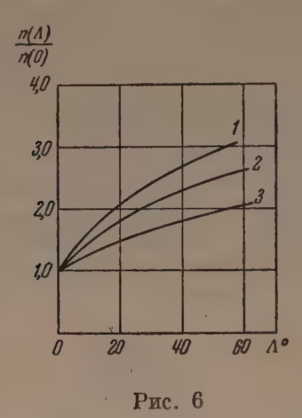


Рис. 6

Рис. 7

Рис. 6. Примерная зависимость от гелиошироты числа испускаемых потоков, несущих слабые (около Земли $H \approx 10^{-5}$Oe) «замороженные» магнитные поля. Кривые *1*, *2* и *3* построены в предположении, что угловая ширина потоков примерно равна соответственно 8, 15 и 30°. По оси ординат отложено отношение числа потоков, испускаемых с гелиошироты Λ к числу потоков, испускаемых с гелиоэкватора

Рис. 7. Эффект рассеяния и закручивания частиц «замороженным» магнитным полем при попадании потока на Землю (поле направлено перпендикулярно плоскости чертежа вверх); *С* — направление на Солнце, *З* — Земля. Заштрихована область запрещенных направлений для частиц с радиусом кривизны $\frac{l}{4} < \rho < \frac{l}{2}$, где l — ширина потока

Если напряженность поля в потоке убывает примерно обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца или медленнее, то ожидаемая величина напряженности поля вблизи поверхности Солнца будет $\leqslant 1$ Oe. Поэтому можно предположить, что в потоках рассматриваемого типа замораживается в основном общее поле Солнца.

Требуемые нами для объяснения основных характеристик солнечно-суточных вариаций к. л. свойства корпускулярных потоков находятся в согласии с имеющимися в настоящее время представлениями о корпускулярных потоках из Солнца или, во всяком случае, не противоречат этим представлениям.

Когда корпускулярные потоки попадают на Землю, то, по современным представлениям, возникают геомагнитные возмущения и полярные сияния. В связи с дополнительным закручиванием частиц в «замороженном» магнитном поле потока (рис. 7), эффективный источник суточных вариаций как бы перемещается по часовой стрелке, ближе к линии Земля — Солнце, что должно приводить к смещению времени максимума суточных вариаций к. л. к утренним часам. В связи с резким увеличением эффектив-

ного телесного угла Ω в это время должно наблюдаться также увеличение амплитуды суточных вариаций. Такие изменения суточных вариаций к. л. во время геомагнитных возмущений действительно наблюдаются экспериментально [23, 28, 29].

3. О природе уменьшения интенсивности космических лучей во время магнитных бурь

При попадании корпускулярных потоков на Землю кроме ускорения и торможения частиц к. л. индуцированными электрическими полями также происходит рассеяние частиц сравнительно небольших энергий магнитным полем потока, что приводит, в свою очередь, к уменьшению интенсивности к. л. на Земле. При этом, как показывают расчеты в предположении, что Земля находится в центре потока и «замороженное» в потоке магнитное поле — однородное, энергетический спектр вариаций должен иметь вид:

$$\frac{\delta D(\varepsilon)}{(\varepsilon)} \approx f \begin{cases} -1, & \text{если } \varepsilon < 300\, H \frac{l}{4}, \\ -\frac{2}{\pi} \arcsin\left(\frac{300\, Hl}{2\varepsilon} - 1\right), & \text{если } 300\, H \frac{l}{4} < \varepsilon < 300\, H \frac{l}{2}, \\ 0, & \text{если } \varepsilon > 300\, H \frac{l}{2}. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь f — некоторый множитель, равный примерно $0{,}1 \div 0{,}3$, указывающий, какова доля частиц, двигающихся перпендикулярно к силовым линиям поля, а также определяемый степенью однородности поля. Величину этого множителя мы определяем из сравнения с экспериментом.

Из (11) следует, что указанным вариациям будут подвержены лишь частицы с энергией

$$\varepsilon \leqslant 300\, H \frac{l}{2}. \quad (12)$$

Поскольку в потоках рассмотренного выше типа это соответствует энергиям меньшим $3 \div 4$ BeV, постольку изменение суточного эффекта к. л. при попадании потока на Землю не должно сопровождаться уменьшением интенсивности каких бы то ни было компонент на экваторе и жесткой компоненты на уровне моря на всех широтах. Однако многочисленные экспериментальные данные показывают, что во многих случаях (в основном, во время сильных геомагнитных возмущений — больших и очень больших магнитных бурь) наблюдается уменьшение интенсивности указанных компонент к. л. В то же время обсуждаемые в литературе механизмы уменьшения интенсивности к. л. во время магнитных бурь встречаются с серьезными, подчас непреодолимыми трудностями.

Так, механизм Чепмена [30], связывающий это уменьшение с существованием токового экваториального кольца (постулируемого в теории магнитных бурь [31]) согласно расчетам [32] мог бы действовать лишь тогда, когда радиус кольца был бы меньше 1,3 радиуса Земли. Ожидаемое при этом уменьшение интенсивности к. л. оказывается в десятки и сотни раз меньше экспериментально наблюдаемого. Более того, при таком механизме на широтах, где уже отсутствует широтный эффект какой-либо компоненты к. л., не должны наблюдаться изменения интенсивности этой компоненты, что также находится в резком противоречии с экспериментальными данными*.

* В качестве примера можно указать на многочисленные факты уменьшения во время магнитных бурь интенсивности жесткой компоненты к. л. на уровне моря на геомагнитных широтах 50° (в Челтнхеме) и 80° (в Годхевне), в то время как обрезание широтного эффекта для данной компоненты происходит на широте $35 \div 40°$ [5].

Если же радиус кольца больше 1,3 радиуса Земли*, то, согласно [32], во время магнитных бурь должно происходить не уменьшение, а возрастание интенсивности к. л., что также резко противоречит экспериментальным данным.

Не в лучшем положении находится и гипотеза Альфвена [24] о действии электрического поля потоков на первичные к. л. (рассмотренная нами выше в применении к солнечносуточным вариациям), ибо рассчитанные при помощи коффициентов связи ожидаемые изменения интенсивности к. л. оказываются на 2 ÷ 3 порядка меньше экспериментально наблюдаемых и, кроме того, согласно этой гипотезе, следует ожидать скорее возрастания интенсивности к. л., чем уменьшения**. Вопреки выводам, полученным в [34], не спасает эту гипотезу и учет рассеяния частиц электрическим полем потока***.

Таблица 3

Ожидаемое уменьшение интенсивности различных компонент космических лучей во время магнитных бурь ****

Напряженность магнитного поля H (Oe) около Земли при ширине потока $l = 2 \cdot 10^{12}$ см	Уменьшение интенсивности космических лучей, %												
	λ = 50°				λ = 0°				Под землей				
	Ионизация на границе атмосферы	Ионизация на уровне гор	Нейтронная компонента на уровне моря	Жесткая компонента на уровне моря	Ионизация на границе атмосферы	Ионизация на уровне гор	Нейтронная компонента на уровне моря	Жесткая компонента на уровне моря	10 м. в. э.	22 м. в. э.	45 м. в. э.	117 м. в. э.	400 м. в. э.
$0{,}5 \cdot 10^{-5}$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0.00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$1{,}0 \cdot 10^{-5}$	0,42	0,04	0,08	0,00	0,00	0.00	0,00	0,00	0,00	0,00	0.00	0,00	0,00
$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	17,5	3,05	6,9	0,02	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$5 \cdot 10^{-5}$	21,7	6,14	12,8	0,38	0.00	0,00	0,00	0.00	0.00	0,00	0,00	0,00	0,00
$1 \cdot 10^{-4}$	25,0	7,75	19,3	3,05	4,63	1,80	3,63	1,32	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
$2 \cdot 10^{-4}$	26,8	11,4	23,4	9,05	15,1	6,89	12,9	7,80	~3	0,00	0,00	0 00	0,00
$5 \cdot 10^{-4}$	27,7	15,2	26,4	18,8	21,9	12,1	19,8	18,2	~15	~14	~11	0,00	0,00
$2{,}5 \cdot 10^{-3}$	28,3	20,1	28,8	26,8	25,5	19,0	25,3	26,8	~25	~24	~22	~14	0,00

Неудача рассмотренных гипотез в объяснении эффекта уменьшения интенсивности к. л. во время магнитных бурь заставляет нас более тщательно исследовать возможности механизма рассеяния частиц «замороженным» в потоке магнитным полем. В табл. 3 даны результаты расчетов,

* Радиус кольца определяется свойствами потока, испускаемого Солнцем, и составляет, согласно [31], несколько (3 ÷ 5) радиусов Земли. Такое значение радиуса кольца подтверждается результатами сферического анализа поля магнитной бури [33].

** В появившейся после совещания работе [35] делается попытка преодолеть эти трудности при помощи ряда искусственных предположений о характере общего магнитного поля Солнца и учета траекторий движения частиц в этом поле. Однако при этих предположениях частицы с энергией меньше 15 ÷ 20 BeV вообще не смогли бы попасть на Землю и для объяснения их присутствия на Земле пришлось бы предположить, что они имеют солнечное происхождение, а это встречается в свою очередь с новыми еще более серьезными трудностями [36].

*** В работе [34] возмущающее влияние потока рассматривается в предположении, что поток имеет бесконечную протяженность в плоскости, в которой движется частица. Оказывается, однако [65], что если учесть конечность размеров потока, то результат в существенных чертах остается таким же, как в работе Альфвена [24].

**** Приведенные в таблице значения рассчитаны согласно механизму рассеяния частиц «замороженными» магнитными полями потоков в предположении, что f не зависит от широты, причем принято $f = 0{,}3$.

произведенных по формуле (2) (с использованием коэффициентов связи, рис. 1—3), в случае спектра (11) ожидаемых вариаций интенсивности различных компонент к. л. на разных широтах во время попадания на Землю корпускулярных потоков, несущих «замороженные» магнитные поля различной напряженности (для определенности ширина потока около Земли выбрана равной $l = 2 \cdot 10^{12}$ см). Для последовательной проверки рассматриваемого механизма необходимо иметь данные о вариациях различных компонент к. л. на разных широтах. Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные* можно суммировать с этой точки зрения следующим образом.

1. Заметные изменения интенсивности жесткой компоненты к. л. на уровне моря ($\geqslant 1\%$), наблюдаемые одновременно в нескольких пунктах Земли, вызываются в основном лишь большими и очень большими магнитными бурями. Примерно 88% таких бурь вызывают подобные изменения**. В то же время лишь 8% умеренных бурь (не говоря уже о слабых) сопровождаются такими изменениями интенсивности, причем эти изменения, как правило, не носят мирового характера [37].

2. Изменение интенсивности жесткой компоненты к. л. на уровне моря во время магнитных бурь практически не зависит от широты (точнее, на широте 50° этот эффект, повидимому, несколько больше, примерно в 1,1 раза, чем на экваторе [38]).

3. Под землей (на глубине 60 м. в. э.) отсутствует какое-либо заметное изменение интенсивности к. л. во время магнитных бурь [39].

4. Есть сведения [40] об одном случае (26 июля 1946 г.), когда во время очень большой магнитной бури, последовавшей за солнечной вспышкой, интенсивность к. л. на большой высоте (~ 20 км) уменьшилась на 22%, в то время как на уровне моря уменьшение составляло $7 \div 8\%$ [29].

Сравнение полученных выше результатов (см. табл. 3) с изложенными экспериментальными данными показывает, что рассматриваемый механизм может полностью объяснить имеющиеся к настоящему времени экспериментальные факты, если предположить, что большие и очень большие магнитные бури вызываются корпускулярными потоками, несущими «замороженные» магнитные поля, напряженность которых около Земли в основном $\sim 2 \cdot 10^{-4}$Oe*** (при ширине потока около Земли $2 \cdot 10^{12}$ см и $f \approx 0{,}3$), что соответствует напряженности на поверхности Солнца порядка десятков эрстед. В связи с этим можно ожидать, что в потоках подобного типа «замораживаются» локальные поля пятен или других солнечных образований.

Зависимость величины изменения интенсивности к. л. во время магнитной бури от геомагнитных координат определяется направлением и распределением «замороженного» поля в потоке. Таким образом, детальное изучение этого распределения позволит получить более подробные сведения об электромагнитных свойствах корпускулярных потоков.

4. О природе 11-летних, годовых и 27-дневных вариаций интенсивности космических лучей, а также вариаций ото дня ко дню

Поскольку геомагнитная активность тесно связана с попаданием корпускулярных потоков на Землю (сопровождающимся, в свою очередь, уменьшением интенсивности к. л.), то должна существовать корреляция

* Для применения метода коэффициентов связи важно знать также изменения интенсивности нейтронной компоненты к. л. во время магнитных бурь. К сожалению, в литературе такого рода данных пока нет.

** Наблюдались, однако, и такие случаи, когда даже очень большие магнитные бури не вызывали заметного изменения интенсивности к. л. (например, буря 21 августа 1937 г. [29]).

*** Если же магнитная буря вызывается потоком, несущим значительно более слабое поле, то интенсивность к.л. не будет заметно меняться. Повидимому, это имело место во время магнитной бури 21 августа 1937 г. (см. примеч. выше).

между интенсивностью к. л. и каким-либо индексом, характеризующим магнитную активность. При этом с повышением магнитной активности (с увеличением числа потоков, попадающих на Землю) должна соответственно уменьшаться интенсивность к. л. Экспериментальные данные [38, 40] подтверждают наличие такого рода тенденции, и на основании этих данных можно найти [41] определенные отношения для амплитуд вариаций ото дня ко дню различных компонент к. л., которые составляют: а) 7 : 1 для отношения ионизирующей компоненты на большой высоте (в Бисмарке) к жесткой компоненте на уровне моря (в Челтнхеме)*; б) 3 : 1 для отношения нейтронной компоненты на уровне гор (в Клаймаксе и Сакраменто-Пик) к жесткой на уровне моря (в Челтнхеме)**; в) 1,1 : 1 для отношения жесткой компоненты на широте 50° (в Челтнхеме) к жесткой на экваторе (в Гуанкайо).

Из табл. 3 видно, что для объяснения наблюдаемых отношений следует предположить, что потоки, вызывающие изменения интенсивности к. л., связанные с магнитной активностью, несут «замороженные» магнитные поля, напряженность которых около Земли $\sim (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$Ое (при ширине потоков $2 \cdot 10^{12}$ см). Поскольку такого типа вариации интенсивности жесткой компоненты к.л. обладают амплитудой порядка процента или нескольких процентов, то, согласно табл. 3, для этих потоков $f \approx 0{,}1 \div 0{,}2$. С повышением солнечной активности увеличивается число испускаемых из Солнца и попадающих на Землю корпускулярных потоков, что приводит к более интенсивному рассеянию частиц сравнительно небольших энергий и, следовательно, к уменьшению интенсивности к. л. на Земле***. При этом уменьшение интенсивности жесткой компоненты должно быть примерно одинаковым на экваторе и на средних широтах. Однако, хотя работы [45, 46] и дают нужный характер зависимости, амплитуда на экваторе получается существенно больше, чем на средних широтах (5,8 и 2,4%, соответственно)****.

Так как геомагнитная активность в среднем достигает максимума в периоды равноденствия [31], то в эти же периоды следует ожидать уменьшения интенсивности к. л. (так называемые годовые вариации). Однако ожидаемая амплитуда годовых вариаций жесткой компоненты к. л. составляет всего несколько десятых долей процента, так что экспериментально их обнаружить будет довольно трудно на фоне больших сезонных вариаций (порядка нескольких процентов), обусловленных влиянием метеорологических факторов [1].

Так как наблюдается тенденция к 27-дневной повторяемости геомагнитной активности, обусловленная вращением Солнца вокруг своей оси и сравнительно большой длительностью существования активных (в смысле испускания потоков) областей на Солнце, то при действии рассмотренного выше механизма рассеяния частиц следует ожидать 27-дневных вариаций интенсивности к. л., находящихся в противофазе с вариациями

---

* С этим результатом сравнимы отношения для тех же компонент 10 : 1 и 6 : 1, найденные соответственно в работах [42] и [43].

** С этим результатом сравнимо отношение 5 : 1, которое получено в работе [44] для амплитуд 27-дневных вариаций тех же компонент к. л.

*** Следует отметить, что «замороженные» в потоках магнитные поля могут служить причиной обрезания широтного эффекта на больших высотах. В работах [72] предполагалось, что причиной обрезания может быть существование магнитного поля солнечной системы. Такую же роль могут играть магнитные поля корпускулярных потоков. Однако в этом случае процесс рассеяния не будет стационарным, и на высоких широтах должны наблюдаться значительные флюктуации интенсивности частиц к. л. малой энергии, что подтверждается экспериментально [40]. Кроме того, если это так, то с уменьшением числа солнечных корпускулярных потоков с уменьшением солнечной активности будет увеличиваться широта, на которой происходит обрезание широтного эффекта.

**** Согласно появившейся после совещания работе [47] в экспериментальных данных, использованных в [45, 46], содержатся аппаратурные ошибки. Если учесть эти ошибки, то уменьшение интенсивности к. л. на экваторе и на средних широтах в согласии с теорией оказывается одинаковым.

магнитной активности. Такого рода вариации с требуемым соотношением амплитуд различных компонент к. л. действительно наблюдаются [29, 46]. В пользу рассматриваемого механизма* говорит также тот факт, что в период максимума солнечной активности, т. е. когда число потоков максимально, 27-дневные вариации достигают наибольшей амплитуды, а в период минимума практически исчезают ([46, 48], рис. 8).

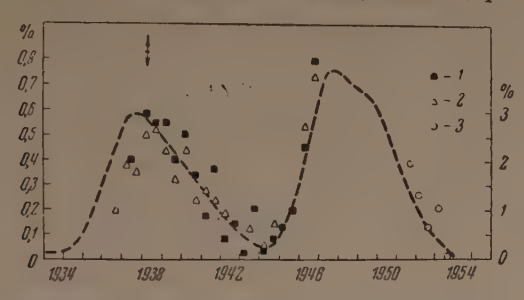


Рис. 8. Изменение амплитуды 27-дневных вариаций жесткой и нейтронной компонент к. л. с циклом солнечной активности (по [48]). По оси абсцисс отложено время в годах, по оси ординат — амплитуда 27-дневных вариаций в процентах (левая шкала относится к данным ионизационных камер института Карнеги, а правая — к данным нейтронных регистраторов): *1* — среднее по данным ионизационных камер в Гуанкайо и Челтнхеме; *2* — среднее по данным ионизационных камер в Гуанкайо и Крайстчерч; *3* — среднее по данным нейтронных регистраторов в Клаймаксе и Чикаго; стрелкой показана наибольшая вероятная ошибка экспериментальных точек; пунктирная кривая — относительное число солнечных пятен R (Цюрихские данные)

5. О природе связи солнечносуточных вариаций к. л. с геомагнитной активностью

При попадании на Землю корпускулярного потока, несущего «замороженное» магнитное поле, напряженность которого около Земли $(1\div2)\cdot10^{-4}$Ое, вместе с уменьшением интенсивности к. л. появятся дополнительные суточные вариации, обусловленные ускорением и торможением частиц к. л. электрическим полем при прохождении их по пути на Землю через поток (рис. 9). Вследствие рассеяния «замороженным» магнитным полем частиц малых энергий дополнительные суточные вариации будут вызываться в этом случае частицами более высоких энергий, чем в случае спокойных солнечносуточных вариаций. Поэтому следует ожидать, что дополнительные суточные вариации во время магнитных бурь должны достигать значительной величины даже глубоко под землей. Результаты расчетов амплитуды дополнительных суточных вариаций для различных случаев регистрации и различных значений напряженности «замороженного» магнитного поля (в предположении, что Земля находится в центре потока, несущего однородное поле, при ширине потока около Земли $l = 2\cdot10^{12}$ см и скорости $u = 2\cdot10^{8}$ см сек$^{-1}$) приведены в табл 4. Эти вычисления основываются на значениях коэффициентов связи, полученных путем экстраполяции [см. (5)], и поэтому они носят приближенный характер.

* Отметим, что обсуждаемый в литературе механизм 27-дневных вариаций к. л., связывающий их с 27-дневными изменениями гелиомагнитной широты Земли из-за несовпадения оси магнитного диполя Солнца с осью вращения его [49], нельзя считать приемлемым. Действительно, этот механизм может обусловить вариации первичных частиц лишь в области энергий, заведомо меньших $5\div6$ BeV. Тогда не следовало бы ожидать 27-дневных вариаций любых компонент к. л. на экваторе. Кроме того, на широте 50° вариации жесткой компоненты должны были бы быть по крайней мере в сотни раз меньше, чем вариации нейтронной компоненты. Все это резко противоречит экспериментальным данным.

Таблица 4

Ожидаемые амплитуды дополнительных суточных вариаций интенсивности различных компонент космических лучей, обусловленных электрическим полем, индуцируемым в попадающих на Землю потоках (при скорости потоков $u = 2 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$)

Напряженность поля H в Ое около Земли при ширине потока $l = 2 \cdot 10^{12}$ см	Амплитуда изменения интенсивности космических лучей, %											
	$\lambda = 50°$				$\lambda = 0°$				Под землей			
	Ионизация на границе атмосферы	Ионизация на уровне гор	Нейтронная компонента на уровне моря	Жесткая компонента на уровне моря	Ионизация на границе атмосферы	Ионизация на уровне гор	Нейтронная компонента на уровне моря	Жесткая компонента на уровне моря	22 м в. э.	45 м в. э.	117 м в. э.	400 м в. э.
$0,5 \cdot 10^{-5}$	0,62	0,21	0,35	0,07	0,13	0,04	0,08	0,07	0,021	0,013	0,006	0,002
$1,0 \cdot 10^{-5}$	1,24	0,42	0,70	0,15	0,26	0,08	0.16	0,14	0,043	0,027	0,011	0,004
$3,0 \cdot 10^{-5}$	0,53	0,61	0,80	0,44	0,77	0,22	0,48	0.42	0,122	0,080	0,033	0,010
$5 \cdot 10^{-5}$	0,34	0,56	0,56	0,70	1,22	0,36	0,76	0,70	0,21	0,13	0,06	0.02
$1 \cdot 10^{-4}$	0,18	0,47	0,30	0,91	1,00	0,64	0,67	0,92	0,43	0,27	0,11	0,04
$2 \cdot 10^{-4}$	0,10	0,38	0,17	0,70	0,58	0,55	0,40	0,77	0,87	0,53	0,22	0,07
$5 \cdot 10^{-4}$	0,05	0,31	0,08	0,39	0,26	0,43	0,19	0,49	0,88	1,23	0,56	0,18
$2,5 \cdot 10^{-3}$	0,01	0,18	0,02	0 12	0,11	0,35	0,08	0,18	0,30	0,44	0,91	0,88

Время достижения максимума суточных вариаций и распределение их по земному шару зависят от направления поля в потоке. Если линии напряженности поля перпендикулярны плоскости эклиптики, то ввиду закручивания частиц в поле потока (см. рис. 7) источник вариаций будет найден вблизи направления на Солнце, и испускаемый им поток частиц будет симметричен относительно плоскости эклиптики. Поэтому распределение дополнительных суточных вариаций по земному шару должно быть примерно симметричным относительно экватора. При этом, если

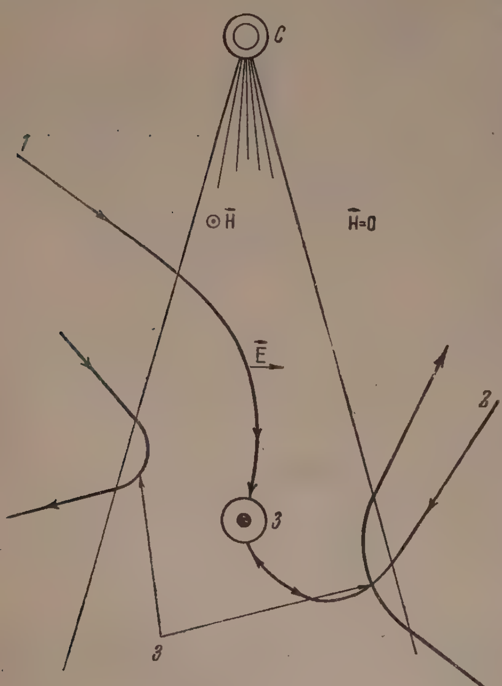


Рис. 9. Схема ускорения, торможения и рассеяния частиц к. л. в несущих «замороженные» магнитные поля корпускулярных потоках, попадающих на Землю. C — Солнце, $З$ — Земля; 1 — частицы большой энергии, ускоряющиеся при прохождении через поле E в потоке (направление «замороженного» магнитного поля совпадает с направлением поля Земли); 2 — частицы большой энергии, теряющие при прохождении через поток часть своей энергии; 3 — частицы сравнительно небольших энергий, рассеивающиеся в «замороженном» магнитном поле и не попадающие на Землю

напряженность поля потока направлена в ту же сторону, что и напряженность поля Земли, то источник будет находиться в том же направлении, что и Солнце; если же напряженность поля потока направлена противоположно напряженности поля Земли, то источник будет находиться в противоположном по отношению к Солнцу направлении. Поэтому в первом случае амплитуда суточных вариаций будет увеличиваться, а время максимума смещаться к утренним часам (величина смещения зависит от типа регистрируемой компоненты), во втором случае будет иметь место обратное явление.

Если линии напряженности поля в потоке параллельны плоскости эклиптики, то линии напряженности возникающего электрического поля будут перепендикулярны плоскости эклиптики, так что энергия частиц, двигающихся параллельно плоскости эклиптики, не будет меняться. Пусть для определенности поле в потоке ориентировано по направлению обращения Земли вокруг Солнца. Тогда напряженность электрического поля будет направлена с севера на юг, и соответственно этому положительные частицы, идущие с севера, будут ускоряться, а идущие с юга — тормозиться. Из-за закручивающего действия «замороженного» в потоке магнитного поля частицы, идущие с севера, будут подходить к Земле по вертикали не к Северному полюсу, а в некоторую точку, находящуюся между ним и экватором на меридиане, на котором местное солнечное время равно 12 час. В связи с этим следует ожидать (если еще учесть закручивание частиц в магнитном поле Земли), что максимум дополнительных суточных вариаций будет в этом случае наступать в утреннее время.

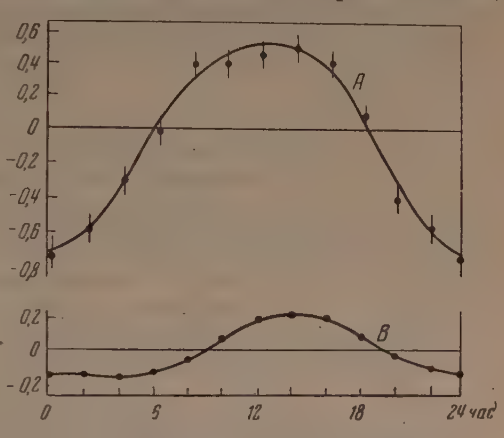


Рис. 10. Изменение солнечносуточных вариаций жесткой компоненты к. л. во время очень больших магнитных бурь 24 января 1949 г. и 26 июля 1946 г. *A* — кривая во время магнитных бурь, *B* — средняя кривая за 360 суток. По оси ординат — интенсивность к. л. в процентах от средней, по оси абсцисс—местное время в часах

Если напряженность магнитного поля в потоке направлена в противоположную сторону, то аналогичные рассуждения приводят к выводу, что время максимума суточных вариаций останется таким же, но источник дополнительной радиации будет теперь находиться между направлениями на Южный полюс и на Солнце.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные результаты [23, 28, 29, 50] согласуются с ожидаемыми свойствами дополнительных суточных вариаций. Более того, одновременное измерение уменьшения интенсивности к. л. и увеличения суточных вариаций во время магнитных бурь позволяет в принципе определять не только электромагнитные свойства потоков, но также и их скорость относительно Земли. Например, в результате анализа при помощи табл. 3 уменьшения интенсивности к. л. во время магнитных бурь 24 января 1949 г. и 26 июля 1946 г. можно найти, что напряженность $H \approx 2 \cdot 10^{-4}$Ое. Из табл. 4 видно, что при этом значении дополнительные суточные вариации жесткой компоненты на уровне моря на широте 50° при скорости потока $u = 2 \cdot 10^{8}$ см сек$^{-1}$ должны обладать амплитудой $\leqslant 0{,}7\%$ [знак $\leqslant$ связан со сделанными нами предположениями, что Земля находится в центре потока, и что все частицы, проходящие через поток, получают максимально возможное изменение энергии $\delta\varepsilon$, определяемое по (7)]. Поскольку экспериментально наблюдалось [29] увеличение амплитуды суточных вариа-

ций на 0,4% с одновременным смещением времени максимума к утренним часам (рис. 10), то ожидаемая скорость потока

$$u \geqslant \frac{0{,}4\%}{0{,}7\%} \cdot 2 \cdot 10^8 \text{ см сек}^{-1} = 1{,}2 \cdot 10^8 \text{ см сек}^{-1}.$$

Это значение близко к скорости потока, вызвавшего бурю 26 июля 1946 г., определенной по разности времен начала солнечной вспышки и начала магнитной бури и оказавшейся равной $1{,}6 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$.

Интересно отметить, что ожидаемые под землей на глубине 60 м в. э. дополнительные суточные вариации весьма велики* (порядка нескольких десятых долей процента, см. табл. 4). Эти вариации сравнительно легко могут быть обнаружены на фоне небольших спокойных солнечносуточных вариаций, имеющих амплитуду на порядок меньше. Имеющиеся экспериментальные данные [39] не противоречат этому выводу.

6. О природе вариаций космических лучей во время больших и малых солнечных вспышек

Проведенный методом коэффициентов связи анализ экспериментальных данных [51—55] возрастания интенсивности различных компонент к. л. в разных точках Земли во время большой солнечной вспышки 19 ноября 1949 г. [56] дал следующие сведения о свойствах источника.

1. Энергетический спектр вариаций вдали от Земли, где влиянием геомагнитного поля на траектории частиц можно пренебречь, имеет вид:

$$\frac{\delta D(\varepsilon)}{D(\varepsilon)} = \begin{cases} 11 \div 12, & \text{если } \varepsilon < 12 \div 13 \text{ BeV}, \\ 0, & \text{если } \varepsilon > 12 \div 13 \text{ BeV}, \end{cases} \tag{13}$$

т. е. вариации вызываются дополнительным потоком частиц, энергия которых меньше некоторой эффективной, равной 12÷13 BeV. Этот поток в 11÷12 раз больше, чем поток невозмущенной первичной компоненты в этой же области энергий. Энергетический спектр этих частиц примерно такой же, как и невозмущенной первичной компоненты.

2. Источник дополнительного потока частиц расположен в направлении на Солнце или вблизи этого направления.

3. Поток частиц убывает со временем по экспоненте (в e раз примерно за 3 часа).

Эти свойства источника оправдывают предположения, положенные в основу работы [57], и позволяют, таким образом, понять основные особенности распределения вспышек интенсивности различных компонент к. л. по Земному шару (рис. 11).

Полученный спектр вариаций (13) естественно объясняет большое возрастание нейтронной компоненты (почти в 5,5 раза [55]), сравнительно небольшое возрастание жесткой компоненты (десятки процентов [51—54]) и полное отсутствие эффекта на экваторе [51] и под землей, на глубине 60 м в. э. [39]. Таким образом, мы здесь имеем факт генерации и испускания Солнцем положительных** частиц сравнительно небольших энергий. На основе анализа обсуждаемых в литературе возможных механизмов генерации к. л. можно отдать предпочтение статистическому механизму

---

* В то же время не должно происходить уменьшения интенсивности к. л. на такой глубине при попадании на Землю потока с $H \approx 2 \cdot 10^{-4}$ Ое. Это находится в согласии с измерениями [39] во время магнитных бурь, аналогичных магнитной буре 26 июля 1946 г.

** Это следует из характера закручивания частиц в магнитном поле Земли.

предложенному для оболочек Солнца и звезд (особенно новых и сверхновых) В. Л. Гинзбургом [58]. Этот механизм позволяет естественно объяснить все основные требуемые свойства источника вариаций, не входя в противоречие с имеющимися результатами наблюдений хромосферных извержений и магнитных полей на Солнце [56, 59]. При этом необходимо, чтобы во время хромосферного извержения имелись бы об-

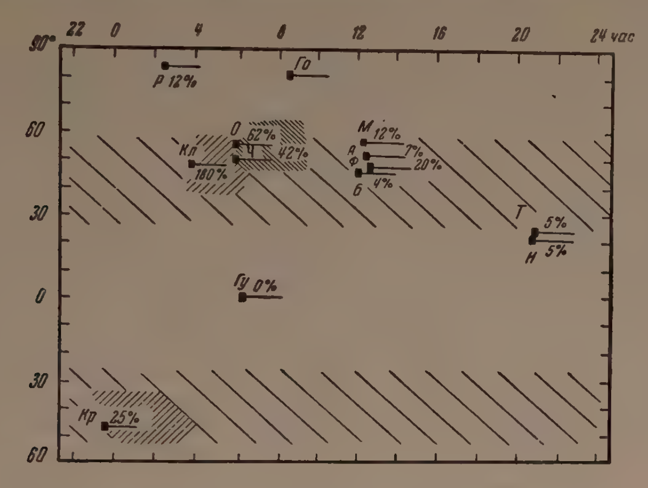


Рис. 11. Рассчитанные в работе [57] области, куда должны попадать частицы с энергией до 10 BeV, испускаемые Солнцем. По оси ординат отложена геомагнитная широта, по оси абсцисс — местное время в часах в момент солнечной вспышки к. л. 19 ноября 1949 г. Более частая штриховка соответствует большей амплитуде возрастания (в предположении однородности потока к. л.). Приведенные на графике экспериментальные данные говорят в пользу предположения о солнечном происхождении дополнительной космической радиации. Пункты наблюдения: *А* — Амстердам, *Б* — Баньер, *Ч* — Челтнхем, *Кр* — Крайстчерч, *Кл* — Клаймакс, *Ф* — Фрайбург (Фридрихсгафен), *Го* — Годхевн, *Гу* — Гуанкайо, *М* — Манчестер, *Н* — Нагоя, *О* — Оттава, *Р* — Ризольют, *Т* — Токио

разования размером порядка $2 \cdot 10^7$ см, движущиеся со скоростями $3 \cdot 10^7$ см сек$^{-1}$ и несущие магнитные поля с напряженностью по крайней мере больше 2 Ое.

Если подобные хромосферные образования занимают объем, больший $0{,}02 \div 0{,}002$ всего объема источника (с размерами $\sim 10^{10}$ см, расположенного в верхней части хромосферы и в короне), то кинетической энергии их будет достаточно для создания необходимого потока частиц. Всего во время вспышки 19 ноября 1949 г. было испущено из Солнца $\sim 10^{32}$ частиц с энергией в пределах $1{,}5 \div 12{,}5$ BeV.

Так как за последние два десятилетия было четыре подобных вспышки на видимой стороне Солнца, то обусловленный ими средний поток генерированных Солнцем частиц будет $\sim 1{,}5 \cdot 10^{24}$ частиц сек$^{-1}$.

Во время небольших солнечных вспышек, повидимому, также происходит генерация и испускание частиц небольших энергий. В пользу этого говорят результаты анализа эффекта возрастания на $\sim 0{,}6\%$ интенсивности нейтронной компоненты к. л. во время малых солнечных вспышек [57], (рис. 12). В то же время эффект увеличения интенсивности жесткой компоненты $\sim 0{,}3\%$ [60] (рис. 13), повидимому, имеет метеорологическое происхождение [1] (в противном случае следовало бы ожидать возрастания нейтронной компоненты на десятки процентов). Однако в случае малых вспышек поток частиц примерно на два-три порядка меньше, чем в случае большой вспышки 19 ноября 1949 г. Ввиду того что таких малых вспышек довольно много (сотни в год), средний поток, обусловленный ими, может

быть сравним с потоком частиц к. л., обусловленным большими вспышками. Таким образом, можно сказать, что Солнце генерирует частицы с энергией в несколько BeV в количестве $\sim 3 \cdot 10^{24}$ частиц сек$^{-1}$. Это значение потока частиц делает гипотезу солнечного или звездного происхождения всего космического излучения (или его малоэнергичной части) нереальной [36].

Если Солнце обладает даже незначительным общим магнитным полем (с напряженностью на полюсах ~ 1 Oe*, то для выхода частиц с энергией несколько BeV

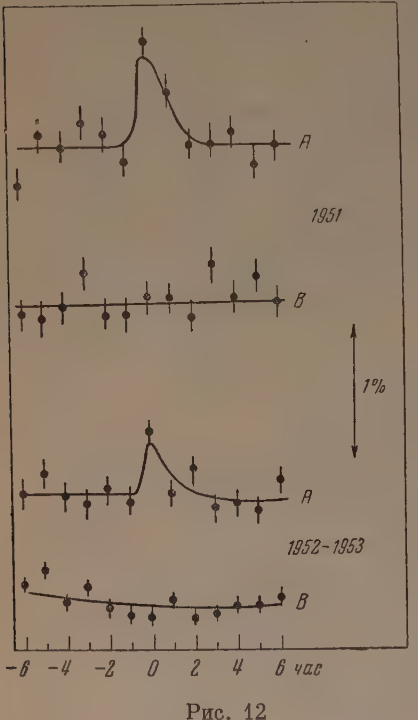


Рис. 12

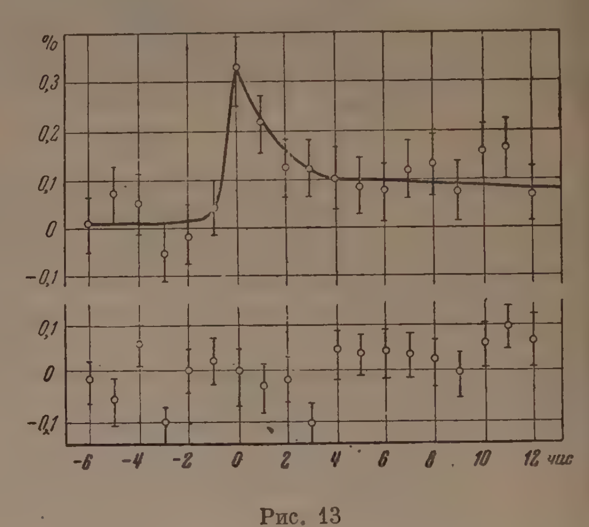


Рис. 13

Рис. 12. Изменение интенсивности нейтронной компоненты к.л. в Клаймаксе ($\lambda=48°$ N) во время малых солнечных вспышек в 1951 и в 1952—1953 гг.: *A* — эффект вспышек, происходивших в то время, когда частицы малых энергий (порядка нескольких BeV), испускаемые Солнцем, приходили по вертикали на границу атмосферы над Клаймаксом (3—7 час местного солнечного времени); *B*—кривая, характеризующая случаи, когда Клаймакс находился вне этой зоны. По оси ординат отложено изменение интенсивности к. л. в процентах от среднего значения; по оси абсцисс—время в часах до и после начала вспышки (результаты получены методом наложения эпох)

Рис.13. Среднее изменение интенсивности жесткой компоненты к. л. в Манчестере в моменты прекращения радиосвязи (хорошо коррелирующие с солнечными вспышками). Верхний график построен по 35 случаям прекращения радиосвязи в дневное время (с 9 до 16 час местного времени), нижний — по 69 случаям прекращения радиосвязи в ночное время (с 16 до 9 час по местному времени в Манчестере). По оси ординат отложено изменение интенсивности к. л. в процентах от среднего значения, по оси абсцисс — время до и после начала прекращения радиосвязи в часах

необходимы некоторые специальные условия (в противном случае частицы, закручиваясь под действием этого поля, вернутся на Солнце). Таким условием, в частности, может быть образование «туннеля» в области запрещенных направлений в поле диполя из-за возмущения этого поля локальными полями (например, полями пятен [62]). Выход частиц из Солнца возможен также вследствие «запутывания» их «замороженными» магнитными полями корпускулярных потоков и выбрасывания этих частиц вместе с потоками на значительные расстояния от Солнца. Не исключено, что большое различие в потоках частиц, генериро-

* Такая величина напряженности общего поля Солнца, повидимому, является наиболее достоверной. К этому значению приводят почти все работы последних лет и, в частности, работа [61], появившаяся после совещания.

занных во время больших и малых вспышек (на два-три порядка) объясняется не только различием в условиях генерации, но и различием в условиях выхода частиц из Солнца.

7. О звездносуточных вариациях космических лучей

Если космические лучи имеют внегалактическое происхождение, то согласно [63, 64] из-за вращения нашей Галактики должны иметь место звездно-суточные вариации к. л. с амплитудой ~0,17% с максимумом в 13 ч. 20 м. звездного времени. Однако результаты [23], полученные усреднением данных почти за 10 лет, показывают, что имеются вариации жесткой компоненты на уровне моря лишь с амплитудой, не превышающей 0,02%, и максимумом примерно в 5 час. звездного времени. Измерения [39] под землей (на глубине 60 м в. э.) показывают отсутствие звездных вариаций в пределах экспериментальных ошибок (~ ±0,02%). Такой же результат получается [66] для глубины 846 м в. э. с точностью ±0,5% и для глубины 1600 м в. э. с точностью ±0,7% [67]. Измерения [68] широких атмосферных ливней также показывают отсутствие звездных вариаций для первичных частиц с энергией 10^{16} eV с точностью ±0,6%, а для частиц с энергией $(2\div5)\cdot10^{16}$ eV с точностью ±1%. Таким образом, можно сказать, что хотя результаты измерений звездносуточных вариаций пока не выходят, по существу, за пределы экспериментальных ошибок, они достаточно надежно установили отсутствие эффекта вариаций к. л., обусловленного вращением Галактики.

Следует отметить, что звездносуточные вариации могут происходить также и в том случае, если космическое излучение имеет внутригалактическое происхождение. Они могут вызываться неравномерным распределением источников к. л., поглощением и диффузией космического излучения из Галактики. Грубые оценки, аналогичные проведенным в [69], показывают, что уже имеющиеся результаты для верхней границы звездносуточных вариаций больших энергий (в предположении, что свойства магнитных полей совпадают с описанными в [70]) требуют для объяснения наличия некоторого общего магнитного поля Галактики с напряженностью $\sim10^{-5}\div10^{-6}$ Ое, необходимого для уменьшения диффузии частиц из Галактики (в противном случае ожидаемая величина звездносуточных вариаций противоречила бы экспериментальным данным). Кроме того требуется, чтобы источники к. л. не были сконцентрированы в центре Галактики, а более равномерно распределялись по ней (гипотеза о генерации к. л. сверхновыми и новыми звездами [58] дает, повидимому, наиболее удовлетворительное расположение источников, согласующееся с распределением, полученным в [71] в результате анализа распределения нетеплового радиоизлучения). Для более точных расчетов необходимы более точные данные как о звездносуточных вариациях к. л., так и о некоторых астрофизических факторах, характеризующих диффузию и поглощение к. л. в межзвездном пространстве.

Заключение

1. Метод коэффициентов связи вместе с теорией учета метеорологических эффектов позволяет с единой точки зрения производить анализ вариаций различных компонент к. л. на разных широтах и высотах над уровнем моря и различных глубинах под землей с целью выявления основных свойств источников вариаций: энергетического спектра и направления на источник. Это значительно сужает рамки возможных спекуляций и позволяет последовательно проверить обсуждаемые в литературе гипотезы происхождения различного типа вариаций к. л. Если раньше

казалось, что имеется весьма много экспериментальных данных, поскольку они представлялись простым нагромождением не связанных между собой фактов, то теперь складывается совершенно иная ситуация. Имеющиеся данные получают естественное объяснение с единой точки зрения, и даже оказывается, что для эффективного применения указанных методов не хватает экспериментальных данных, освобожденных от влияния метеорологических факторов. В связи с проведением Международного геофизического года в 1957—1958 гг. экспериментальный материал станет в скором времени значительно богаче, и можно надеяться, что дальнейшее развитие и применение метода коэффициентов связи совместно с теорией учета влияния метеорологических факторов даст еще более надежные результаты. С этой точки зрения особенно большое значение приобретают комплексные измерения на разных широтах, долготах и высотах над уровнем моря вариаций различных компонент к. л., обладающих существенно различными плотностями коэффициентов связи: μ-мезонной на уровне моря и под землей, нейтронной на уровне моря и на уровне гор, частоты появления широких атмосферных ливней, ионизующей компоненты и частоты образования звезд в стратосфере.

2. Применение указанного метода к анализу опубликованных в литературе экспериментальных данных уже сейчас (несмотря на недостаточность этих данных) позволяет утверждать, что все наблюдавшиеся до сих пор вариации к. л. внеатмосферного происхождения по своей природе можно разбить на два класса (см. табл. 1): а) вариации, обусловленные ускорением, торможением и рассеянием частиц солнечными корпускулярными потоками, несущими «замороженные» магнитные поля (солнечносуточные, 11-летние, годовые, 27-дневные, полусуточные, вариации ото дня ко дню, вариации во время магнитных бурь, 27-дневные вариации суточного эффекта, изменения суточных вариаций с магнитной активностью и т. п.); б) вариации, обусловленные генерацией и испусканием частиц небольшой энергии из Солнца (эффекты вариаций к. л. во время больших и малых солнечных вспышек).

Из этого следует, между прочим, что на больших высотах должны наблюдаться флюктуации двух типов — слабо и сильно уменьшающиеся с глубиной атмосферы.

Не исключено, вообще говоря, также существование вариаций третьего класса, обусловленных неравномерным распределением источников к. л., поглощением и диффузией космического излучения из Галактики (звездносуточные вариации к. л.).

3. Исследование вариаций к. л. позволяет получить ряд важных сведений о некоторых гео-, гелио- и астрофизических факторах: а) электромагнитные свойства корпускулярных потоков: «замораживание» в корпускулярных потоках магнитных полей; довольно резкое разделение потоков на два типа, несущих слабые ($\sim 10^{-5}$ Ое около Земли) и сильные ($\sim 10^{-4}$ Ое) магнитные поля, связанные соответственно с высокоширотными и низкоширотными образованиями на Солнце; сравнительно слабая зависимость потоков первого типа (несущих слабые поля) и сильная зависимость потоков второго типа (несущих сильные поля) от степени солнечной активности и т. п.; б) некоторые характеристики турбулентных движений неоднородностей в солнечных хромосферных извержениях и величин «замороженных» в них магнитных полей; в) некоторые сведения об общем магнитном поле Галактики и распределении источников к. л. в ней.

В связи с проведением Международного геофизического года можно надеяться, что космические лучи в дополнение и в комплексе с результатами, получаемыми при помощи видимого и радиоизлучения, станут еще более эффективным орудием исследования этих факторов.

В заключение пользуюсь случаем выразить глубокую благодарность проф. Е. Л. Фейнбергу за постоянный интерес к работе, консультации

и ценные советы, а также технику Н. Власовой за помощь в проведении численных расчетов.

Научно-исследовательский институт
земного магнетизма

Цитированная литература

1. Дорман Л. И., Кузьмин А. И., Тянутова Г. В., Фейнберг Е. Л., Шафер Ю. Г., ЖЭТФ, **26**, 537 (1954).
2. Фейнберг Е. Л., ДАН СССР, **53**, 421 (1946).
3. Дорман Л. И., ДАН СССР, **94**, 438 (1954).
4. Дорман Л. И., ДАН СССР, **95**, 49 (1954).
5. Дорман Л. И., ЖЭТФ, **26**, 504 (1954).
6. Физика космических лучей. Под ред. Дж. Вильсона, т. I, гл. V.—ИЛ, М., 1954.
7. Simpson J. A., Fonger W. H., Treiman S. B., Phys. Rev., **90**, 934 (1953).
8. Розенталь И. Л., Чернавский Д. С., Усп. физ. наук, **52**, 185 (1954).
9. Van Allen J. A., Nuovo Cim., **10**, 630 (1953).
10. Скобельцын Д. В., Космические лучи. —ОНТИ, М., 1936.
11. Григоров Н. Л., Диссертация, МГУ, 1954.
12. Malmfors K. G., Ark. Mat. Astr. Fys. **32A**, No 8 (1945).
13. Brunberg E. A., Tellus, 5, 135 (1953); Brunberg E. A., Dattner A., Tellus, 5, 269 (1953).
14. Janossy L., Zs. f. Phys. **104**, 430 (1937).
15. Alfven H., Phys. Rev., **72**, 88 (1947).
16. Kane E. O., Stanley. T. J. B., Wheeler J. A., Rev. Mod. Phys., **21**, 51 (1949).
17. Dwight K., Phys. Rev., **78**, 40 (1950).
18. Treiman S. B., Phys. Rev., **93**, 544 (1954).
19. Firor J., Jory F., Treiman S. B., Phys. Rev., **93**, 551 (1954).
20. Sarabhai V., Kane R. P., Phys. Rev., **90**, 204; **91**, 688; **92**, 415 (1953).
21. Sarabhai V., Kane R. P., Proc. Ind. Acad. Sci., **A37**, 287 (1953).
22. Sarabhai V., Desai V. D., Venkatesan D., Phys. Rev., **96**, 469 (1954).
23. Elliot H., Dolbear D. W. N., J. Atm. Terr. Phys., **1**, 205 (1951).
24. Альфвен Х., Космическая электродинамика. —ИЛ, М., 1952.
25. Babcock H. W., Ap. J., **117**, 387 (1953).
26. Babcock H. W., Cowling T. G., M. N., **113**, 353, 1953.
27. Пикельнер С. Б., Усп. астр. наук, 6, 281 (1954).
28. Sekido Y., Ioshida S., Rep. on Ionosph. Res., Japan, **4**, 37 (1950).
29. Физика космических лучей. Под ред. Дж. Вильсона, т. I, гл. VIII.—ИЛ, М., 1954.
30. Chapman S., Nature, **190**, 423 (1937).
31. Chapman S., Bartels J., Geomagnetism.— Clarendon press, Oxford, 1940.
32. Treiman S. B., Phys. Rev., **89**, 130 (1953).
33. Бенькова Н. П., Труды НИИЗМ, **10**, 3 (1953).
34. Trumpy B., Physica, **19**, 645 (1953).
35. Brunberg E. A., Dattner A., Tellus, **6**, 254 (1954).
36. Гинзбург В. Л., Усп. физ. наук, **51**, 343 (1953).
37. Глокова Е. С., Труды НИИЗМ, **8**, 59 (1952).
38. Forbush S. E., Phys. Rev., **54**, 975 (1938).
39. McAnuff I. V., см. Физика космических лучей. Под ред. Дж. Вильсона, т. I, стр. 350.— ИЛ, М., 1954.
40. Neher H. V., Peterson V. Z., Stern E. A., Phys. Rev., **90**, 655 (1953).
41. Neher H. V., Forbush S. E., Phys. Rev., **87**, 889 (1952).
42. Biehl A. T., Montgomery C. V., Rev. Mod. Phys., **20**, 336 (1948).
43. Jesse W. P., Phys. Rev., **58**, 281 (1940).
44. Fonger W. H., Phys. Rev., **91**, 351 (1953).
45. Roka E. G., Zs. f. Naturf., **5a**, 517 (1950).
46. Глокова Е. С., Изв. АН СССР, Серия. физич., **17**, 136 (1953).
47. Forbush S. E., J. Geoph. Res. **59**, 525 (1954).
48. Meyer V. P., Simpson J. A., Phys. Rev., **96**, 1085 (1954).
49. Vallarta M. S., Godart O., Rev. Mod. Phys., **11**, 180 (1939).
50. Firor J. W., Fonger W. H., Simpson J. A., Phys. Rev., **94**, 1031 (1954).
51. Forbush S. E., Stinchcomb T. B., Shein M., Phys. Rev., **79**, 501 (1950).
52. Rose D. C., Phys. Rev., **78**, 181 (1950).
53. Ehmert A., J. Atm. Terr. Phys., **1**, 39 (1950); Salow H., J. Atm. Terr. Phys., **1**, 40 (1950); Sittkus A., J. Atm. Terr. Phys., **1**, 40 (1950).
54. Dauvillier A., C. R., **229**, 1096 (1949).

55. Adams N., Phil. Mag., 41, 503 (1950).
56. Ellison M. A., Conway M., Observatory, 70, 77 (1950).
57. Firor J., Phys. Rev., 94, 1017 (1954).
58. Гинзбург В. Л., ДАН СССР, 92, 727 (1953).
59. Амбарцумян В. А., Мустель Э. Р., Северный А. Б., Соболев В. В., Теоретическая астрофизика. — ГИТТЛ, М., 1952.
60. Dolbear D. W. N., Elliot H., Dawton D. I., J. Atm. Terr. Phys., 1, 187 (1951).
61. Babcock H. W., Babcock H. D., Nature, 175, 296 (1955).
62. Forbush S. E., Gill P. S., Vallarta M. S., Rev. Mod. Phys., 21, 44 (1949).
63. Compton A. H., Getting J. A., Phys. Rev., 47, 817 (1935).
64. Vallarta M. S., Graef C., Kusaka S., Phys. Rev., 55, 1 (1939).
65. Дорман Л. И., Диссертация, НИИЗМ — ФИАН, М., 1955.
66. Sherman N., Phys. Rev., 89, 25 (1953).
67. Barrett C. P., Cocconi G., Eisenberg Y., Greisen K., Phys. Rev., 95, 1571 (1954).
68. Cranshaw T. E., Galbraith W., Phil. Mag., 45, 1109 (1954).
69. Cocconi G., Phys. Rev., 83, 1193 (1951).
70. Пикельнер С. Б., Труды 3-го совещания по вопросам космогонии, стр. 123.—Изд. АН СССР, М., 1954.
71. Гетманцев Г. Г., Уч. записки ГГУ, Серия физич., 27, 23 (1954).
72. Гинзбург В. Л., Фрадкин М. И., ДАН СССР, 92, 531 (1953); Гинзбург В. Л., Гетманцев Г. Г., Фрадкин М. И., Труды 3-го совещания по вопросам космогонии, стр. 149.— Изд. АН СССР, М., 1954.

Примечание при корректуре. После окончания Совещания появился ряд работ, подтверждающих правильность основных положений, развитых выше. Были обнаружены некоторые предсказанные вариации, например годовые вариации, хорошо коррелирующие с геомагнитной активностью (см. ниже. стр. 51), изменения амплитуды суточных вариаций с изменением геомагнитной активности (там же), сдвиг колена широтного эффекта в 1954 г. почти на 10° в направлении полюса и т.п.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Е. С. ГЛОКОВА

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВАРИАЦИЙ ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В настоящее время изучение природы вариаций первичных космических лучей привлекает большое внимание геофизиков и астрофизиков. Как показано в работе Дормана [1], зная вариации различных вторичных компонент, можно определить вариации спектра первичных космических лучей и некоторые существенные свойства источника вариаций.

Для выявления вариаций интенсивности мезонной компоненты, происходящих за счет первичных космических лучей, большое значение имеет учет метеорологических эффектов.

В настоящей работе исследовались два вопроса.

1. Проверка на большом экспериментальном материале теории температурного эффекта, развитой советскими физиками [2], и, таким образом, выяснение тех возможностей, которые она открывает для выделения и изучения вариаций интенсивности мезонной компоненты, относящихся к первичным космическим лучам.

2. Получение возможно более общей картины связи наблюдаемых вариаций с магнитной и солнечной активностью. В работе использованы материалы, полученные в НИИЗМ, а также данные, опубликованные Институтом Карнеги по трем станциям [3]. Координаты станций и объем использованного материала представлены в табл. 1. В дальнейшем станции обозначаются номерами в круглых скобках: (1), (2), (3), (4).

Таблица 1

Станции	Координаты, град.			Высота над уровнем моря, м	Объем использованного материала, годы
	геомагнитная широта	географические			
		широта	долгота		
(1) Гуанкайо	0,6 S	12 S	75 W	3350	1937—1946
(2) Челтнхем	50,1 N	37 N	77 W	100	1937—1946
(3) Годхевн	79,9 N	69 N	54 W	100	1941—1946 1947—1950
(4) Москва	52 N	56 N	37 O	100	1951—1952

Во всех рассматриваемых вариациях оценивалась роль температурного эффекта. Температурные поправки вычислялись по формуле

$$\frac{\delta N_\mu}{N_\mu} = \int_0^{h_0} W(h)\,\delta T(h)\,dh,$$

где $\delta N_\mu / N_\mu$ — изменение интенсивности космических лучей, создаваемое температурным эффектом; $\delta T(h)$ — колебания температуры как функция

глубины атмосферы h; $W(h)$ — функция, зависящая от законов генерации и поглощения мезонов в атмосфере: $W(h) = W_{\mu}(h) + W_{\pi}(h)$. Зависимость $W(h)$ от глубины атмосферы h для глобальной интенсивности представлена на рис. 1. Интегрирование производилось от границы атмосферы до уровня наблюдения h_0.

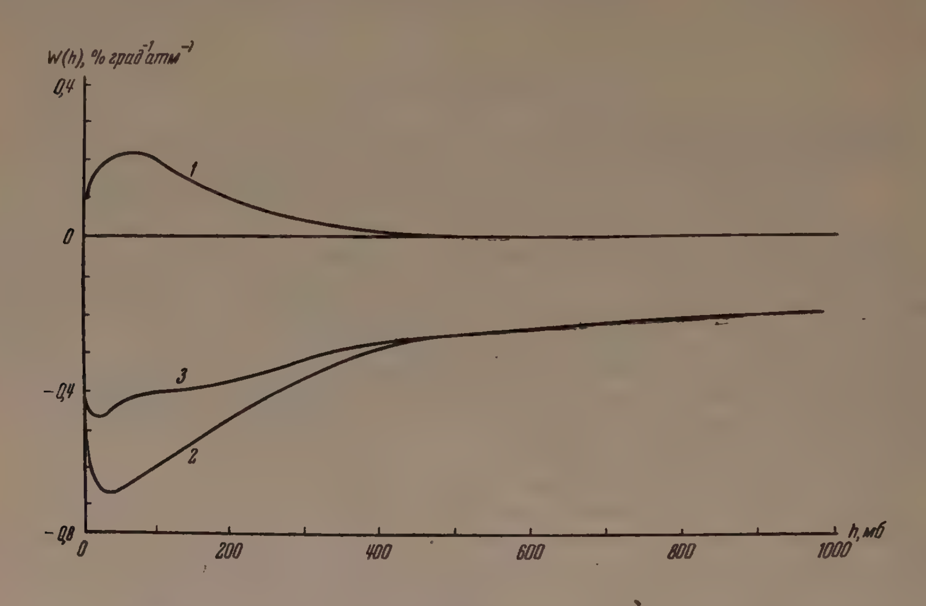


Рис. 1. График функций $W(h)$: 1) $W_{\pi}(h)$, 2) $W_{\mu}(h)$, 3) $W(h) = W_{\pi} + W_{\mu}(h)$

Для полного учета температурного эффекта надо знать колебания температуры вплоть до высот 30—35 км, на которых начинается генерация мезонов. Пользуясь аэрологическими данными температурного зондирования атмосферы, можно вычислить только часть температурного эффекта. Слой атмосферы, в котором $\delta T(h)$ известно, составляет по массе около 9/10 атмосферы, и правильное исключение этой части температурного эффекта должно значительно облегчить интерпретацию остающихся вариаций.

Исследование методики использования аэрологического материала для расчета температурных поправок показало, что в настоящее время данные по температуре воздуха, получаемые при помощи радиозондов, недостаточно точны по сравнению с точностью регистрации интенсивности космических лучей. Хороших результатов можно ожидать только при статистической обработке материала, когда влияние случайных ошибок в отдельных полетах радиозондов соответственно уменьшается.

Произведенная нами ранее обработка материала, опубликованного Институтом Карнеги, показала, что интенсивность космических лучей J уменьшается на несколько процентов с увеличением солнечной активности в 11-летнем цикле и что известные вариации (27-дневные, суточные и нерегулярные) претерпевают закономерные изменения с солнечным циклом [4]. На рис. 2 изображено изменение J за период с 1937 по 1946 г. Кривая станции (2) продолжена по данным Москвы до 1952 г. На рис. 2 видны: а) циклические изменения J в течение двух циклов солнечной активности; б) регулярные сезонные вариации на высокоширотных станциях, амплитуда которых растет с широтой; в) большие колебания J на экваториальной станции (1), которые не имеют характера сезонных вариаций.

Введение температурных поправок* в среднемесячные значения на станции (2) (кривая J_W на рис. 2) не повлияло на циклические вариации, но уничтожило регулярные годовые вариации. При этом на станции (2) обнаружились вариации, в значительной степени повторяющие вариации

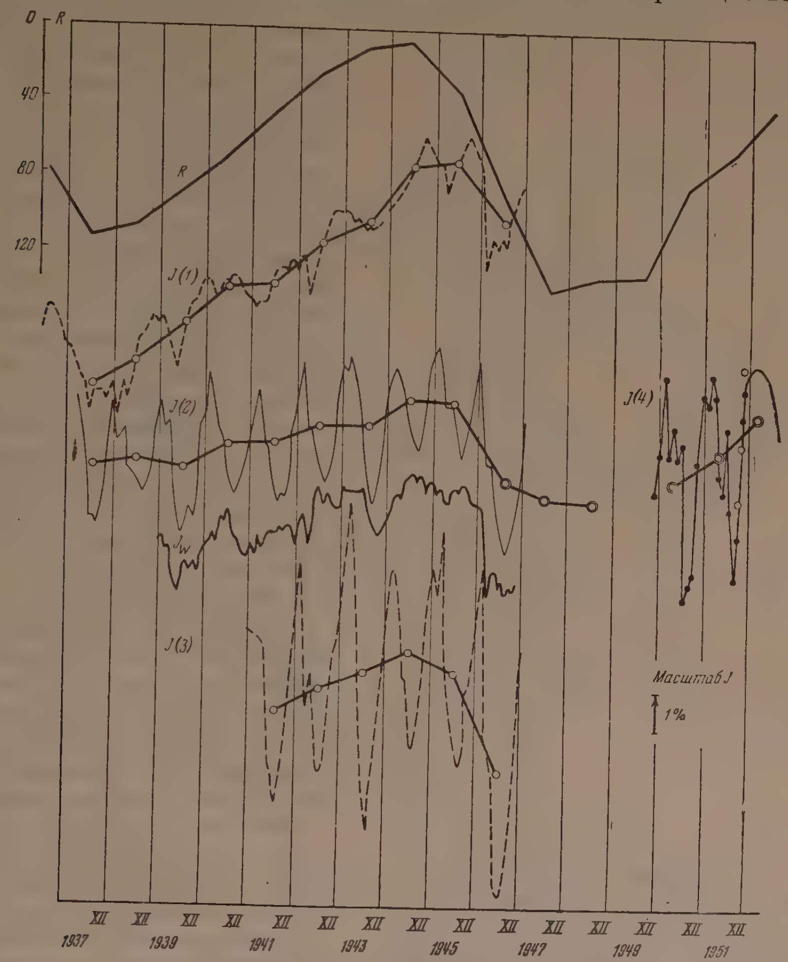


Рис. 2. Вариации среднемесячных и среднегодовых значений интенсивности космических лучей с 1936 по 1951 гг.: J (1), J (2), J (3) и J (4) — вариации на станциях (1), (2), (3) и (4) (см. табл. 1); J_W — вариации на станции (2) после исключения температурного эффекта; R — изменение относительного числа солнечных пятен. Стрелка справа показывает масштаб и направление положительной оси

а станции (1). Таким образом, введение температурных поправок в данные J на станции (2) позволило выявить мировые вариации.

Сезонные вариации были исключены еще другим способом: путем усреднения данных за 12 последовательных месяцев так называемым методом скользящих средних [6]. Полученные при этом сглаженные кривые для трех станций представлены на рис. 3. Они показывают наличие, кроме циклических вариаций, еще вариаций с более короткими периодами, максимумы и минимумы которых в точности повторяются на всех трех станциях. Эти мировые колебания, имеющие значительную двух-трехлетнюю

* Температурные поправки вводились только в данные станции (2). Они вычислялись на основании аэрологического материала [5]. Учитывались колебания температуры до изобар 100 и 50 мб.

квазипериодическую компоненту, были названы нами долгопериодическими. Соответствующая обработка различных индексов, характеризующих магнитную и солнечную активность, показала, что в этот период наблюдались подобные колебания международной магнитной характеристики C. Колебания горизонтальной составляющей геомагнитного поля выражены значительно слабее, а колебания относительного числа солнечных пятен R — совсем слабо. Кратковременные нерегулярные колебания J, которые остались после исключения долгопериодических и циклических вариаций, также обнаруживают мировой характер и связь с магнитной активностью. Для станции (2) эта связь выражена отчетливее, чем для станции (1), так как в данные станции (2) вводились температурные поправки.

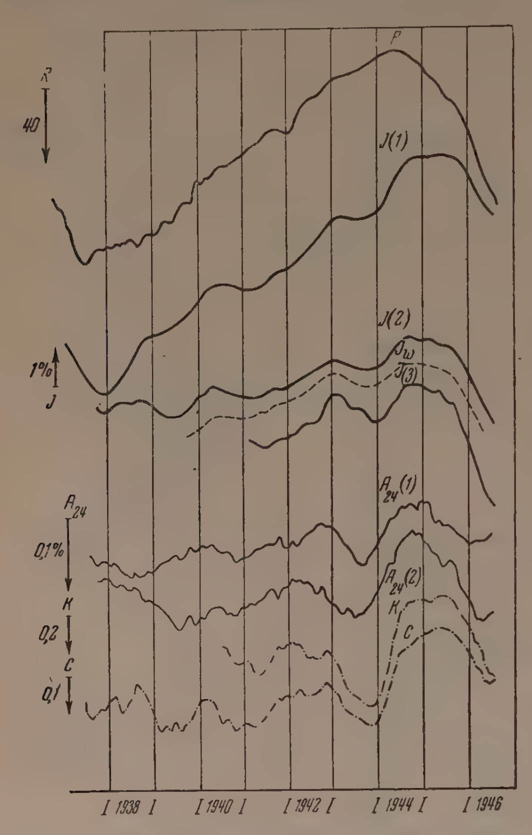


Рис. 3. Циклические и долгопериодические вариации J после сглаживания методом скользящих средних (см [6]) : C и K — индексы магнитной активности, A_{24}—амплитуда суточной волны J. Стрелками показан масштаб и направление положительных осей. Ошибка в изменении A_{24} составляет $\pm 0{,}015\%$

При усреднении данных за несколько лет (для получения среднего годового хода) на станции (2) была обнаружена остаточная средняя годовая вариация J_W, подобная средней годовой вариации магнитной активности (рис. 4). На экваториальной станции (1) средний годовой ход J показывает меньшее подобие с кривой C, что, повидимому, связано с влиянием на этой станции небольших сезонных вариаций атмосферного происхождения. Для всех рассмотренных вариаций наблюдается отрицательная связь с магнитной активностью: увеличению магнитной активности соответствует уменьшение J. Известно, что во время магнитных бурь также происходит уменьшение J.

Однако циклические и долгопериодические вариации J ни в коем случае не являются суммарным эффектом магнитных бурь. Хотя число магнитных бурь в годы высокой солнечной активности значительно больше, чем в годы низкой, число магнитных бурь, сопровождающихся эффектом в космических лучах (бо́льшим 1% от полной интенсивности), не превышает 10 даже в годы максимума солнечной активности [7]. Таким образом этот эффект почти не отражается на среднегодовых значениях J.

Обнаруженные факты говорят о том, что связь вариаций интенсивности космических лучей с магнитной активностью проявляется не только во время магнитных бурь или кратковременных магнитных возмущений, но имеет гораздо более общий характер.

Рассмотренные вариации, в том числе и уменьшение J во время магнитных бурь, имеют еще одну общую характерную черту, а именно, одинаковую амплитуду колебаний на экваториальной станции (1) и на станции (2), расположенной на геомагнитной широте 50°N. На станции (3) ампли

туда колебаний, повидимому, несколько больше. Соотношение между амплитудами колебаний на разных станциях для различных вариаций дано в табл. 2. Амплитуда колебаний на станции (1) принята за единицу.

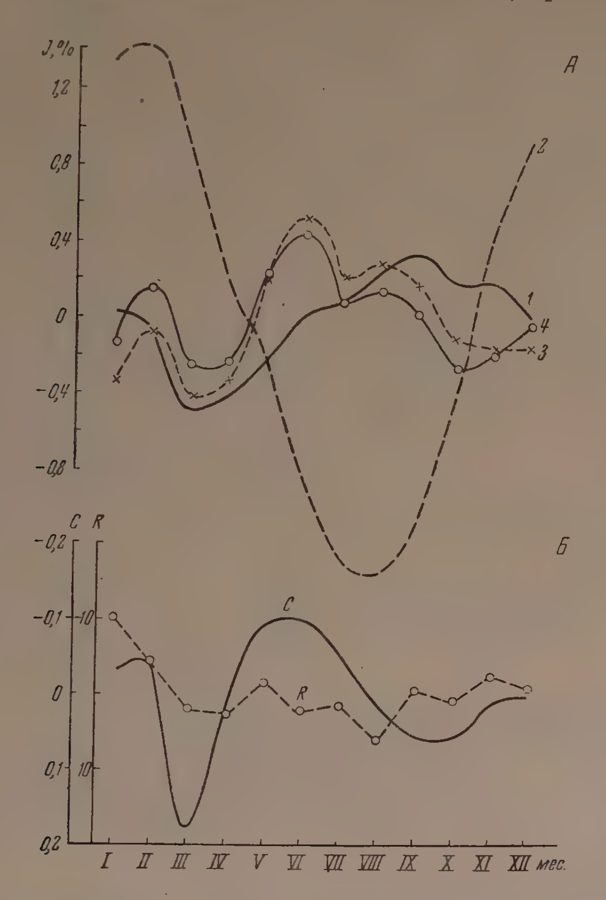


Рис. 4. Средний годовой ход: *А* — интенсивности космических лучей: *1* — *J* (1), *2* — *J* (2), *3* — J_W (2) с учетом колебаний температуры до изобары 100 мб, *4* — J_W (2) с учетом колебаний температуры до изобары 50 мб; *Б* — магнитного индекса *C* и относительного числа солнечных пятен *R*

Таким образом, имеются определенные основания считать, что все рассмотренные вариации имеют одинаковую природу. Они могут быть выделены в один тип вариаций, связанных с магнитной активностью; будем называть их *М*-вариациями.

Таблица 2

Характер вариаций	Станции (1)	(2)	(3)
Долгопериодические	1	0,96 ± 0,03	1,30
Эффект магнитных бурь	1	1,12 ± 0,08	1,2 ± 0,1
Нерегулярные	1	1,1 ± 0,1	—
27-дневные	1	1,0 ± 0,1	—
Изменение дисперсии среднесуточных значений	1	1,0 ± 0,1	1,3 ± 0,15

В работе [4] было показано, что уменьшение интенсивности космических лучей с увеличением солнечной активности сопровождается увеличением дисперсии среднесуточных значений относительно среднемесячных, т. е. усилением колебаний J ото дня ко дню.

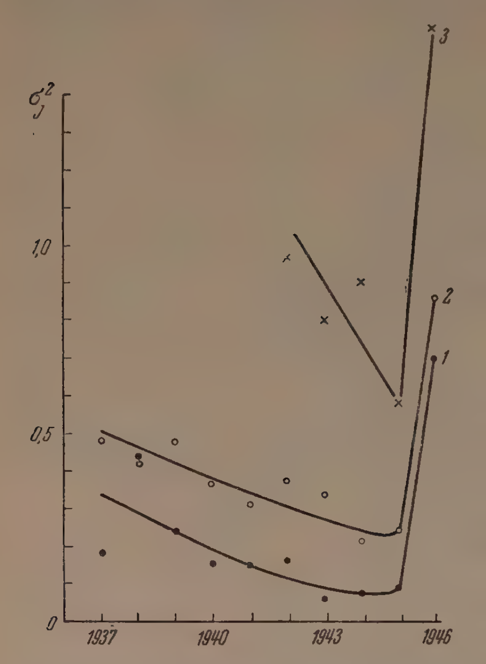


Рис. 5. Изменение дисперсии σ^2 среднесуточных значений J с 1937 по 1947 гг. на станциях (1), (2), (3)

Как видно из рис. 5, возрастание дисперсии σ^2 от лет с низкой к годам с высокой солнечной активностью одинаково на станциях (1) и (2). Это может служить указанием, что увеличение колебаний интенсивности в годы высокой активности Солнца создается усилением M-вариаций.

Кроме M-вариаций, в интенсивности космических лучей наблюдаются «вспышки», несомненно связанные с солнечной активностью. «Вспышки» имеют совсем другую широтную зависимость, чем M-вариации. Они не наблюдались на экваторе. Повидимому, в этих случаях имеет место приток частиц космических лучей сравнительно низких энергий, ускоренных вблизи Солнца [1]. Связь между изменением дисперсии на разных станциях и солнечной активностью говорит о том, что приток частиц от Солнца в высокие широты не отражается заметно на колебаниях среднесуточных значений интенсивности мезонной компоненты.

Произведенная нами обработка позволила обнаружить следующие факты, касающиеся 27-дневных вариаций J.

1. 27-дневные вариации имеют мировой характер и зависят от фазы 11-летнего цикла. Они хорошо выражены в годы высокой солнечной активности и фактически отсутствуют в годы низкой [4].

2. В годы высокой солнечной активности 27-дневные вариации имеют явную отрицательную связь с соответствующими вариациями магнитной активности. В 1937—1938 гг. амплитуда средней 27-дневной волны уменьшилась в два раза после исключения из анализа данных, относящихся к солнечным оборотам, во время которых наблюдались эффективные магнитные бури. Эти факты говорят о том, что 27-дневные вариации в интенсивности космических лучей имеют ту же природу, что другие M-вариации.

Основной причиной, которая заставляла ранее предполагать другую природу 27-дневных вариаций [8], являлось то обстоятельство, что при обработке данных методом наложения эпох получалась разная форма кривых для магнитной активности и интенсивности космических лучей. При такой обработке на кривой магнитной активности получаются узкие импульсы через 27—28 дней, величина которых быстро убывает по мере удаления от первичного импульса. Кривые интенсивности космических лучей имеют синусоидальную форму с примерно постоянной амплитудой [9]. Обработка аэрологических данных, полученных для Москвы, показала, что на результаты анализа вариаций интенсивности космических лучей, проводимого методом наложения эпох, большое влияние оказывают ритмичные колебания средней температуры атмосферы. Если в данные ввести предварительно температурные поправки, то 27-дневные

вариации J оказываются лучше выраженными и лучше соответствуют кривым магнитной активности.

Связь с магнитной активностью обнаруживается также в суточных вариациях. Амплитуда суточных вариаций J возрастает при уменьшении общей интенсивности космических лучей и увеличении магнитной активности. Характер этой связи можно увидеть на рис. 3. Надо иметь в виду, что амплитуда наблюдаемых суточных вариаций мала, и ошибка за счет статистических флюктуаций имеет относительно большое значение. Поэтому нельзя ожидать такого же подобия между кривыми A и J, как между кривыми J на разных станциях. При больших колебаниях связь очевидна. Она указывает на существование в суточных вариациях компоненты, связанной с M-вариациями общей интенсивности космических лучей.

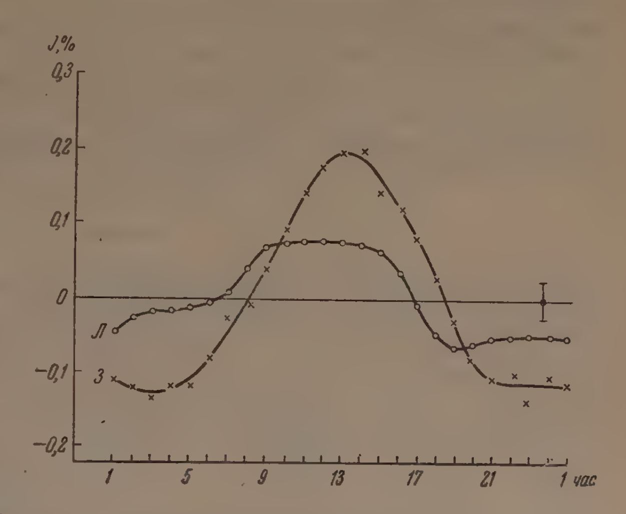


Рис. 6. Средний суточный ход изменения J (в процентах) в зимний и летний сезоны в Москве в 1951—1952 гг.

Как известно, мировое смещение испытывает также и фаза суточных вариаций [4]. В настоящее время мировое смещение фазы суточных вариаций по данным разных станций прослежено вплоть до 1954 г. С 1947 г. наблюдается непрерывное смещение времени максимума суточной волны на более ранние часы. Факт мирового смещения фазы суточных вариаций имеет большое значение для построения теории суточных вариаций. Однако оценки амплитуды средней суточной волны внеатмосферного происхождения и величины сдвига сильно зависят от той роли, которую играют в наблюдаемых суточных вариациях J суточные вариации, создаваемые температурным эффектом. Нами была произведена оценка влияния температурного эффекта тропосферы на наблюдаемые в Москве суточные вариации J. Получено, что суточные температурные колебания в 1951—1952 гг. компенсировали часть суточной волны другого происхождения. Введение поправок на температурный эффект увеличило амплитуду суточной волны примерно в два раза и уничтожило наблюдаемую сезонную

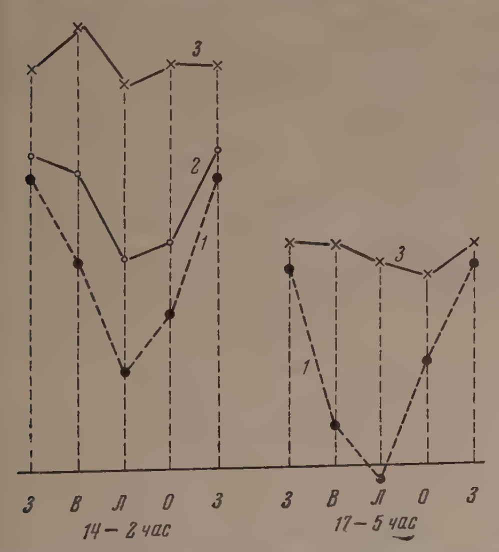


Рис. 7. Значения разностей J между 14 и 2 час (слева) и между 17 и 5 час местного времени: *1* — до введения температурных поправок, *2*—после введения температурных поправок с учетом колебаний температуры от уровня наблюдений до изобары 800 мб, *3* — после введения температурных поправок с учетом колебаний температуры от уровня наблюдений до изобары 300 мб; *З* — зима, *В* — весна, *Л* — лето, *О* — осень

разницу в амплитуде (рис. 6,7). Но вследствие некоторой неопределенности суточных колебаний температуры в атмосфере полученные средние суточные колебания J не могут считаться полностью обсуловленными вариациями первичных космических лучей.

Таким образом, в результате обработки большого материала и введения температурных поправок были обнаружены некоторые новые экспериментальные факты и получена довольно общая картина вариаций интенсивности мезонной компоненты, являющихся следствием вариаций первичных космических лучей. Полученные экспериментальные данные находятся в согласии с теорией происхождения вариаций космических лучей, развитой Дорманом [1].

Выводы

1. Теория температурного эффекта Фейнберга — Дормана дает возможность правильно учитывать и исключать вариации температурного происхождения. Точность, с которой мы можем это делать в настоящее время, определяется точностью аэрологических данных.

2. Все мировые вариации (за исключением «вспышек»), наблюдаемые в виде вариаций интенсивности мезонной компоненты, относятся к одному типу. Процессы, их вызывающие, связаны с корпускулярными потоками, создающими магнитные бури и магнитные возмущения. К этому типу вариаций принадлежат циклические, долгопериодические, годовые изменения J во время магнитных бурь, мировые нерегулярные колебания ото дня ко дню, а также 27-дневные вариации.

3. Имеются определенные экспериментальные основания считать, что внеатмосферная компонента суточных вариаций создается теми же процессами, которые создают M-вариации общей интенсивности космических лучей.

Научно-исследовательский институт
земного магнетизма

Цитированная литература

1. Дорман Л. И., см. настоящий номер журнала, стр. 24.
2. Фейнберг Е. Л., ДАН СССР, **53**, 421 (1946); Дорман Л. И., ДАН СССР, **94**, 433 (1954); ДАН СССР, **95**, 47 (1954).
3. Carnegie Inst. Washingt. Publication, 175, 1948.
4. Глокова Е. С., Изв. АН СССР, Сер. физич., **17**, 137 (1953).
5. Monthly Weather Review., Washington, 1949.
6. Справочник по переменному магнитному полю СССР. Под ред. В. И. Афанасьевой.— Гидрометеоиздат, М.—Л., 1954.
7. Глокова Е. С., Труды НИИЗМ, **8**, 59 (1952).
8. Roka E., Zsf.Natur., **5a**, 517 (1950).
9. Физика космических лучей. Под ред. Дж. Вильсона, т. I, гл. VIII.— ИЛ, М., 1954.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Ю. И. ЛОГАЧЕВ и Ю. Г. ШАФЕР

ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БОЛЬШИХ ВЫСОТАХ

Изучение вариаций космического излучения на больших высотах до настоящего времени носило случайный характер и являлось лишь побочным результатом других исследований. Однако в этих немногочисленных экспериментах удалось выяснить некоторые закономерности этих вариаций. Так, полеты Била, Неера и др. [1, 2], посвященные изучению широтного эффекта на больших высотах, показали, что при проведении полетов из одного места интенсивность космического излучения меняется от полета к полету на 5—10%, если полеты разделены промежутком времени в несколько дней (рис. 1). Данные, полученные во время подъема и спуска в каждом полете, как правило, совпадают между собой. Это говорит о медленных изменениях интенсивности космического излучения. Неер [2] показал, что высотный ход этих вариаций сравнительно мало отличается от высотного хода основного космического излучения. Этот факт говорит о том, что если подобные вариации вызываются вариациями первичного излучения, то поток первичных космических лучей изменяется, в основном, по всему спектру, так как изменения в узком участке спектра не могут дать высотного хода вариаций, примерно повторяющего высотный ход основного излучения [3].

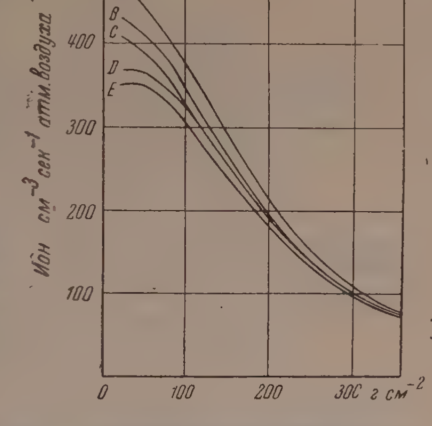


Рис. 1. Результаты измерения интенсивности космического излучения на широте 56°N: *A* — 21 августа 1940 г., *B* — 6 августа 1951 г., *C* — 3 августа 1951 г., *D* — с 26 июня по 5 июля 1938 г., *E* — в 1937 г. на широте 60°. По оси абсцисс отложена глубина атмосферы, по оси ординат— величина ионизации

О том, что эти вариации вызываются первичным излучением, говорит хорошая корреляция вариаций различных компонент на разных широтах и высотах. Эти данные, полученные в работе [4], показаны на рис. 2.

С другой стороны, ряд авторов [5—7] отмечают, что наблюдаются также случаи увеличения или уменьшения интенсивности, которые становятся незаметными уже на высотах, соответствующих давлению 100 г см$^{-2}$. Результаты этих исследований приводят к выводу, что эти быстро поглощающиеся вариации обусловлены первичными частицами малых энергий. Такие увеличения интенсивности часто наблюдаются одновременно с хромосферными вспышками на Солнце, что, несомненно, говорит о солнечном происхождении этих вариаций, обусловленных вариациями первичного излучения в участке спектра, соответствующем малым энергиям.

Наши измерения проводились на высоте, соответствующей давлению 300 г см$^{-2}$, при помощи телескопа без поглотителя. Для контроля аппа-

ратуры последняя была разбита на два совершенно независимых канала, совпадение результатов которых являлось критерием правильности работы всех приборов.

С этой аппаратурой было проведено 22 полета, причем во всех полетах интенсивность, зарегистрированная в одном из каналов, с точностью до 0,1 %, совпадала с зарегистрированной в другом. Полная ошибка измерения была порядка 0,3 %, причем основная погрешность вносилась неточностью измерения высоты полета.

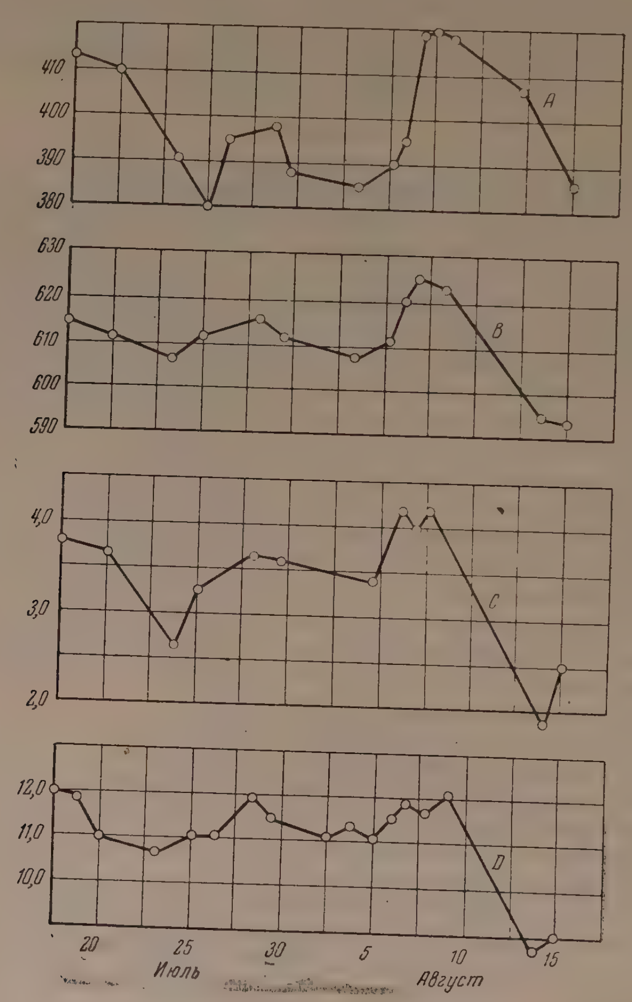


Рис. 2. Одновременные вариации интенсивности различных компонент космических лучей: *A* — полная ионизация (ион см$^{-3}$сек$^{-1}$атм.воздуха$^{-1}$) на высоте, соответствующей давлению 50 г см$^{-2}$ (на широте 56°); *B*—интенсивность нейтронной компоненты (в относительных единицах) на высоте гор (широта 48° N); *C* — отклонение от среднего значения интенсивности жесткой компоненты на уровне моря (широта 50°N), в процентах; *D* — отклонение от среднего значения ионизации на высоте гор (широта 0°) в процентах

Подобные точные эксперименты с целью изучения вариаций проводились впервые. В 1942—1949 гг. Бил и Неер [8] на этой же высоте при помощи подобной аппаратуры изучали широтный эффект. В результате нескольких полетов, проведенных в одинаковых условиях, было обнаружено, что интенсивность меняется от полета к полету на 5—10%, причем

это можно было объяснить только вариациями интенсивности первичного излучения, а не аппаратурным эффектом.

Результаты наших экспериментов представлены на рис. 3, где по оси абсцисс отложен номер полета, а по оси ординат — отклонение интенсивности в процентах от среднего значения. Как видно из графика, наибольшее отклонение не превосходит двух процентов. На этом же графике приведены вариации глобальной интенсивности жесткой компоненты космического излучения на уровне моря, измеренные в Москве и Якутске

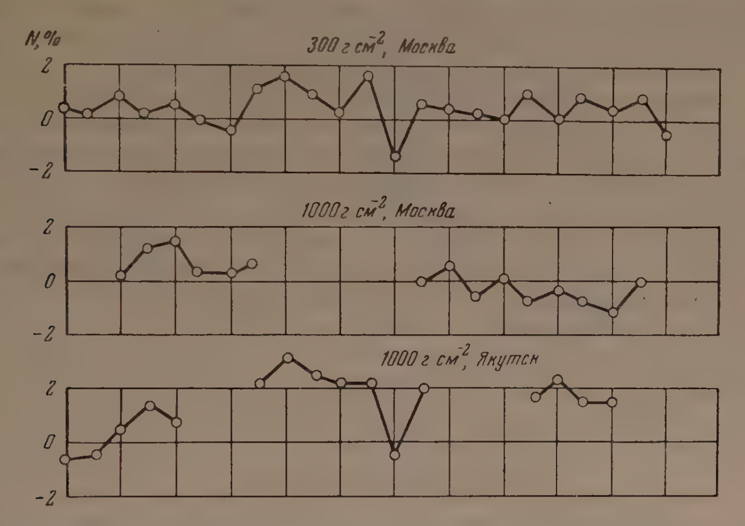


Рис. 3. Вариации общей интенсивности космических лучей на высоте, соответствующей давлению 300 г см$^{-2}$ в Москве и одновременные изменения глобальной интенсивности жесткой компоненты космических лучей, измеренные в Москве и Якутске на поверхности земли

с точностью 0,2 %. Колебания интенсивности в этих пунктах составляют примерно 1%. В данные измерения интенсивности были введены согласно [3] поправки на метеорологические эффекты, причем для общей интенсивности на высоте, соответствующей 300 г см$^{-2}$, температурная поправка оказалась незначительной.

При сравнении этих кривых (см. рис. 3) получены коэффициенты корреляции с высотными измерениями: $0{,}43 \pm 0{,}2$ для Москвы и $0{,}78 \pm 0{,}1$ для Якутска. Это различие в коэффициентах корреляции можно объяснить следующим образом. В период больших колебаний интенсивности на высоте, соответствующей 300 г см$^{-2}$, в Москве наблюдения не велись, а для малых отклонений корреляция не должна быть велика (поскольку при этом ошибки измерений сравнимы по величине с отклонениями интенсивности). В Якутске измерения проводились непрерывно, и большие колебания интенсивности вносят заметный вклад в коэффициент корреляции. Кроме того, ошибки при расчете температурных поправок для Якутска значительно меньше ошибок для Москвы, так как радиационные ошибки при измерении температуры отсутствуют (измерения проводились ночью), а интерполяция для получения данных о температуре между полетами радиозондов оказывается более корректной из-за бо́льшей стабильности атмосферы над Якутском.

Таким образом, получается хорошее согласие вариаций на высоте, соответствующей 300 г см$^{-2}$ в районе Москвы, с вариациями, измеренными в Якутске на уровне моря. Это показывает, что эти вариации вызваны одними и теми же изменениями первичного излучения.

Наши измерения проводились в год минимума солнечной активности, в то время как измерения Неера выполнялись в год, близкий к максимуму

11-летнего цикла солнечной активности. Возможно, тот факт, что мы обнаружили лишь незначительные вариации, объясняется тем, что их величина изменяется с изменением солнечной активности. Такое предположение определяет Солнце как причину вариаций, мало меняющихся с изменением высоты места наблюдения и, следовательно, вызванных изменением интенсивности первичного излучения в большей части энергетического спектра. Как уже отмечалось выше, быстро убывающие по мере проникновения лучей в атмосферу вариации интенсивности космического излучения, также, повидимому, вызваны Солнцем, и, таким образом, все вариации, наблюдаемые в настоящее время на больших высотах, вероятно, связаны с солнечной активностью или вызываются ею.

Приведенные выше экспериментальные данные о вариациях интенсивности космических лучей на больших высотах находятся в согласии с общей картиной происхождения вариаций космических лучей, представленной в докладе Дормана [9] и подробно рассматриваемой в его диссертации [3].

Проведение дальнейших измерений вариаций космических лучей на больших высотах представляет большой интерес и может дать ряд ценных сведений о корпускулярных потоках, процессах на Солнце и других астрофизических факторах.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова
и
Якутский филиал Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Biehl A. T., Montgomery R. A., Neher H. V., Pickering W. H., Roesch W. C., Rev. Mod. Phys., **20**, 360 (1948).
2. Neher H. V., Peterson V. Z., Stern E. A., Phys. Rev., **90**, 655 (1952).
3. Дорман Л. И., Диссертация, НИИЗМ, М., 1955.
4. Neher H. V., Forbush G. E., Phys. Rev., **87**, 889 (1952).
5. Григоров Н. Л., Диссертация, МГУ, 1954.
6. Pomerantz M. A., Phys. Rev., **81**, 731 (1951).
7. Lord J. J., Elston A. W., Schein M., Phys. Rev., **79**, 540 (1950).
8. Biehl A. T., Neher H. V., Phys. Rev., **83**, 1169 (1951).
9. Дорман Л. И., см. настоящий номер журнала, стр. 24.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

С. Н. ВЕРНОВ

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЕ СЛОВО

Наше совещание закончило свою работу. Мне представляется, что по целому ряду разделов физики высоких энергий у нас получены новые интересные результаты. Сделанные в докладах выводы и проведенная на совещании дискуссия указывают также те пути, по которым должны пойти дальнейшие исследования.

Совещание начало свою работу с наиболее изученной в космических лучах области энергий порядка 10^{10} eV. Для исследования процессов взаимодействия с атомными ядрами частиц, обладающих такими энергиями, были использованы различные экспериментальные методы. Достаточно широкая постановка опытов позволила выявить характерные особенности процессов соударения частиц при энергиях, более чем на порядок превышающих энергию, необходимую для создания π-мезонов. Можно спорить о том, как следует понимать структуру нуклона. Однако сохранение после соударения с ядром большей части энергии первичного нуклона у одного из вторичных нуклонов явно говорит в пользу сложного строения нуклона и позволяет нам подойти к изучению структуры нуклона путем исследования процессов, происходящих при высоких энергиях.

На последующих заседениях совещание ознакомилось с достижениями наших физиков, работающих на ускорителях. Используя мощные потоки частиц высоких энергий и применяя весьма совершенную измерительную аппаратуру, удалось выполнить целый ряд новых исследований. Особое значение имеют данные, указывающие на существование изобарных состояний нуклонов.

На совещании было заслушано большое число теоретических докладов и была специально организована лекция академика Л. Д. Ландау. Последовательное развитие теории процессов при высоких энергиях на основе термодинамических и гидродинамических соображений и сопоставление выводов теории с экспериментом имеют, бесспорно, большое значение. Однако мне представляется, что предположение о передаче порядка 100 % первичной энергии в Ферми-систему не является оправданным. Более естественным было бы опираться в данном вопросе на эксперимент.

Доложенные на совещании исследования широких атмосферных ливней, вызываемых взаимодействием с атомными ядрами частиц, обладающих сверхвысокими энергиями, показали, что использование новой методики (так называемых коррелированных годоскопов, состоящих из многих тысяч счетчиков) действительно позволяет изучать элементарные процессы при энергии 10^{14}—10^{16}eV. Для успешного продвижения вперед необходимо дальше работать в этом направлении и, в частности, путем развития работ по наблюдению широких атмосферных ливней одновременно на поверхности земли и под землей. Как показало совещание, первые удачные попытки в этом направлении сделаны сотрудниками Академии наук Груз. ССР. Для того чтобы вскрыть природу элементарного акта при энергиях вплоть до 10^{16} eV, помимо осуществления широко поставленных опытов, необходимо также проведение детальных расчетов уже известных процессов. Здесь надо идти по пути, указанному академиком Д. В. Скобель-

цыным, так как без глубокого теоретического анализа трудно на основе данных, относящихся к такому сложному явлению, каким являются широкие атмосферные ливни, сделать вполне обоснованные выводы.

Следует отметить, что есть основания ожидать существование в составе широких атмосферных ливней (по крайней мере в некоторых из них) одной частицы, обладающей энергией, значительно превышающей энергию всех остальных частиц. В этом случае трактовка экспериментальных данных значительно упрощается.

Трагические обстоятельства (кончина Н. В. Шостакович) не позволили совещанию обсудить дискуссионные вопросы о новых частицах, в особенности о частицах с массой около 600 m_e. Ряд работ, доложенных на совещании, познакомил нас с новыми методами экспериментальных исследований. Особый интерес вызвало сообщение о разработанной конструкции жидкостной камеры.

Последние два дня мы занимались вопросами происхождения космических лучей и вариаций интенсивности космического излучения. Как выяснилось из докладов и дискуссии, в настоящее время представляется возможным высказать правдоподобные предположения как о происхождении космических лучей, так и о природе вариаций этого излучения. Есть основания надеяться использовать данные о колебаниях интенсивности космических лучей для изучения корпускулярных потоков, испускаемых Солнцем.

От имени оргкомитета мне хотелось бы поблагодарить астрофизиков А. И. Лебединского, С. Б. Пикельнера и И. С. Шкловского за участие в настоящем совещании.

Закрывая совещание, можно выразить уверенность в том, что исследования космических лучей (в особенности частиц, обладающих энергией 10^{12} eV и выше) приведут к новым значительным открытиям в современной физике.

Материалы
Сессии Отделения физико-
математических наук
Академии наук СССР

(Москва, 26—27 апреля 1955 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. Ф. ИОФФЕ

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО

Бюро Отделения физико-математических наук решило посвятить настоящую Сессию ОФМН проблеме полупроводников. Такой выбор оправдывается быстро возрастающим значением полупроводников для физики твердого тела и ее технических приложений. Весь этот круг вопросов будет рассмотрен на настоящей Сессии.

Полупроводники — звено, соединяющее металлы с диэлектриками. Теория полупроводников возникла на основе зонной теории металлов и до сих пор носит следы своего происхождения.

В некоторых отношениях полупроводники проще металлов: одноэлектронное приближение лучше обосновано, статистика Ферми часто может быть заменена классической статистикой Больцмана. Но в других, наиболее важных отношениях полупроводники богаче и разнообразнее. Достаточно напомнить о сложной структуре зонного спектра, об экситонах и поляронах, о решающей часто роли объемных зарядов, о статистике дырок и электронов и обо всем многообразии свойств, которые легли в основу чуть ли не двадцати областей техники.

За свою почти 30-летнюю историю учение о полупроводниках достигло значительных успехов. Квантовые представления о зонах, об эффективной массе, об электронах и дырках, о химическом потенциале, о переходе от статистики Больцмана к статистике вырожденных электронов вошли в повседневную практику не только физика, но и инженера и химика. Кинетическое уравнение охватило громадное многообразие процессов, протекающих в различных полупроводниках. Теория и эксперимент вскрыли новые состояния электронов в твердом теле: поляроны и экситоны. Большое развитие получило учение о пограничных и переходных слоях как на границе раздела двух тел, так и при изменении свойств внутри полупроводника.

На основе углубленной физической теории перед техникой открылись новые возможности. Создаются выпрямители на сотни ампер при напряжениях в сотни вольт и к. п. д. свыше 95%, что решает задачу выпрямления переменного тока. Полупроводниковые диоды и триоды с успехом заменяют вакуумные лампы, открывая новую эпоху в радиотехнике. Фотоэлементы, термисторы, фотосопротивления становятся основой автоматики, сигнализации и телеуправления. Наконец, на наших глазах полупроводники с разных сторон врываются в штаб инженерной науки — энергетику: термоэлементы генерируют электроэнергию из тепла, минуя все машины; наряду с фотоэлементами они пытаются использовать как солнечную энергию, так и энергию радиоактивных излучений.

Такое значение полупроводников заставляет выдвигать особо высокие требования к состоянию теории и ее обоснованию опытом.

Мне кажется, что современная теория полупроводников вышла уже за пределы, определяемые исходными допущениями. Предполагая, что электрон, двигаясь в периодическом поле решетки, проходит без столкновений десятки атомных расстояний, теория трактует его движение как движение плоской волны и по аналогии со свободным движением вводит понятия средней скорости, ускорения, величины эффективной массы.

Но в большом числе полупроводников, если не в большинстве, длина свободного пробега оказывается меньше, чем период решетки, и в десятки раз меньше длины волны; неопределенность в величине кинетической энергии в десятки раз превышает значение самой энергии. В этих условиях кинетическое уравнение теряет свой смысл, и теория повисает в воздухе.

Можно, правда, соответственно увеличить эффективную массу в несколько тысяч раз, но как быть тогда с самосогласованным полем и адиабатическим приближением, если масса электрона не отличается от массы иона?

Теория выводит зонную структуру энергетического спектра электронов из периодичности кристаллической решетки. Но спектр сохраняется и после плавления, когда периодичность дальнего порядка исчезает. Значит, не в ней дело!

Имеются и прямые расхождения с опытом, например, в вопросах температурного хода изменения подвижности, хода изменения термоэлектродвижущей силы при низких температурах, влияния магнитного поля, эффективной массы и других.

Еще более серьезные упреки следует предъявить эксперименту: круг изученных полупроводников слишком узок для того, чтобы позволить нам делать широкие обобщения. Мы ничего не знаем о дипольных и молекулярных веществах, о сочетании различных видов сил связи: ковалентных, ионных, металлических.

Свойства полупроводников изучаются изолированно друг от друга: мы изучаем рассеяние электронов на тепловых колебаниях, не интересуясь спектром этих колебаний, рассеянием фононов на тех же колебаниях. Не учитывается и характер этих колебаний, их ангармоничность, определяющая теплопроводность и тепловое расширение.

Никто еще не заинтересовался механическими свойствами полупроводников. На примере теплопроводности я покажу*, как тесно переплетаются в полупроводниках тепловые, электрические и оптические явления.

Перечисленные недочеты теории и опыта показывают, что учение о полупроводниках только рождается как самостоятельная область знания. До сих пор полупроводники были лишь экстраполяцией металлов. Не пора ли подойти к ним и с другой стороны, например с представлений, на которых строится теория плазмы?

Рост теории и эксперимента, а также более строго обоснованные обобщения создадут почву, на которой быстрее и богаче раскроются многообразные технические возможности, заключенные в полупроводниках. Радиотехника и автоматика, энергетика и измерительная техника получат новый импульс.

Настоящая сессия не ставит своей целью охватить все стороны проблемы полупроводников. Это составляет задачу конференции, которую мы предполагаем провести в Ленинграде в октябре этого года.

---

* См. статью А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе «Теплопроводность полупроводников» на стр. 65 в настоящем номере журнала.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. В. ИОФФЕ и А. Ф. ИОФФЕ

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В полупроводниках сочетаются два механизма переноса тепла: волны теплового движения (фононы) и электроны. Коэффициент теплопроводности может быть представлен в виде суммы

$$\varkappa = \varkappa_{ф} + \varkappa_{эл}. \qquad (1)$$

Электронное слагаемое в правой части (1) связано непосредственно с электропроводностью σ:

$$\varkappa_{эл} = L\sigma, \qquad (2)$$

где для невырожденных электронов атомных кристаллических решеток L имеет значение

$$L_{нев} = 2\left(\frac{k}{e}\right)^2 T, \qquad (2а)$$

а при концентрациях электронов, соответствующих вырождению

$$L_{выр} = 3{,}3\left(\frac{k}{e}\right)^2 T. \qquad (2б)$$

Если выражать $\varkappa$ в кал см$^{-1}$сек$^{-1}$град$^{-1}$, а σ в ом$^{-1}$см$^{-1}$, то при комнатных температурах с достаточным приближением имеем

$$L_{нев} = 1\cdot 10^{-6}, \quad L_{выр} = 1{,}6\cdot 10^{-6}.$$

Поэтому при удельной электропроводности, не превышающей 100 ом$^{-1}$ см$^{-1}$, электронное слагаемое теплопроводности меньше 10^{-4} кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$, что может не приниматься во внимание. Начиная же с σ, равного 1000 ом$^{-1}$см$^{-1}$, $\varkappa_{эл}$ становится обычно сравнимым с $\varkappa_{ф}$.

Изложенные ниже измерения теплопроводности полупроводников при комнатных температурах мы производили на описанном ранее и усовершенствованном с тех пор приборе с вероятной ошибкой 2—5% (в зависимости от значения $\varkappa$)*.

Связь $\varkappa_{эл}$ с σ [уравнение (2)], известная под названием закона Видемана — Франца, хорошо оправдывается не только на металлах, на которых проводились опыты Видемана и Франца, но и на полупроводниках. Ю. А. Дунаев и Ю. П. Маслаковец подтвердили этот закон на примере сернистого свинца с невырожденными электронами, Е. Д. Девяткова — на примере вырожденных электронов, а наши опыты — на полупроводнике, в котором электропроводность, изменяясь в пределах от 1000 до 5500 ом$^{-1}$см$^{-1}$, охватила оба случая. На рис. 1 показывается, что при неизменном значении $\varkappa_{ф} = 2{,}3\cdot 10^{-3}$ кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$, полученном экстра-

* Измерения при низких температурах проводились Е. Д. Девятковой, а при высоких — П. В. Гультяевым. Скорость звука и подвижность электронов определял Г. Остроумов.

поляцией к $\sigma = 0$, $\varkappa_{эл}$ растет пропорционально σ, а коэффициент L имеет предсказанное теорией значение — около 10^{-3} кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$ на 1000 ом$^{-1}$см$^{-1}$ при $\sigma < 2500$ ом$^{-1}$см$^{-1}$ и $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$ при $\sigma > 3500$ ом$^{-1}$см$^{-1}$. Переход от $L = 1 \cdot 10^{-3}$ к $L = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ как раз и соответствует границе вырождения при концентрациях порядка 10^{19} см$^{-3}$.

Аддитивность $\varkappa_ф$ и $\varkappa_{эл}$ далеко не очевидна: она не учитывает рассеяния тепловых волн (фононов) на электронах. На возможность такого рассеяния указывает применимость закона Видемана — Франца как к легким, так и к тяжелым металлам. Ниже будет показана естественность предположения о том, что теплопроводность решетки легких металлов при отсутствии свободных электронов измерялась бы величинами порядка нескольких десятых кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$, в то время как для кристаллической решетки тяжелых металлов можно ожидать теплопроводности порядка тысячных. Между тем это различие не сказывается на полученных опытным путем значениях теплопроводности металлов. Из применимости формулы (1) к металлам следовало бы, что отношение $\varkappa/\sigma$ для легких металлов почти вдвое больше, чем для тяжелых.

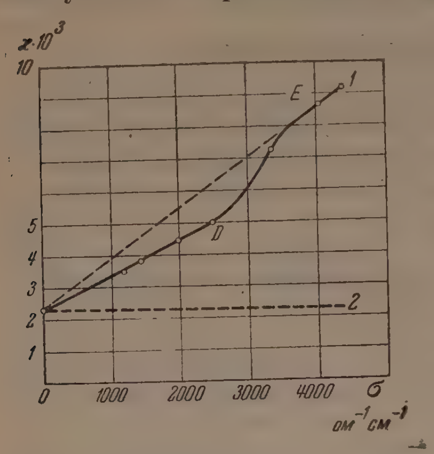


Рис. 1. Зависимость теплопроводности от электропроводности: 1 — теплопроводность $\varkappa = \varkappa_{эл} + \varkappa_ф$, 2 — теплопроводность $\varkappa_ф$; D — начало вырождения, E — вырожденная система электронов

Это противоречие напоминает до известной степени парадокс теплоемкости, существовавший в классической теории металлов с тем, конечно, отличием, что в значении теплопроводности как бы не учитывается теплопроводность кристаллической решетки, тогда как в вопросе о теплоемкости металлов приходилось игнорировать теплоемкость электронов.

Как известно, попытки объяснить небольшие различия коэффициента L для разных металлов участием теплопроводности решетки не привели к убедительным результатам. Не существует теории, достаточно хорошо описывающей оба механизма теплопроводности в металлах. Однако представляется естественным объяснить незначительную роль фононной теплопроводности рассеянием фононов на свободных электронах. Если принять, что добавочная теплопроводность решетки сказывается в непостоянстве множителя L, то на долю фононной теплопроводности придется не более 0,01 кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$. Другими словами, рассеяние фононов на электронах вносит тепловое сопротивление не менее 100 см сек град кал$^{-1}$. Оно полностью исчезает только при переходе в сверхпроводящее состояние; в этом случае $\varkappa = \varkappa_ф$; $\varkappa_{эл} = 0$.

В полупроводниках концентрация электронов обычно не превышает 10^{20} см$^{-3}$, тогда как в металлах она составляет 10^{22} см$^{-3}$. Поэтому можно думать, что тепловое сопротивление, вносимое рассеянием на электронах полупроводника, достигает порядка нескольких единиц. При теплопроводности $\varkappa = 5 \cdot 10^{-3}$ кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$ и тепловом сопротивлении $1/\varkappa = 200$ см сек град кал$^{-1}$ это составит всего несколько процентов. Однако в полупроводниках с тепловым сопротивлением, измеряемым единицами или десятками, рассеяние на электронах проводимости может стать заметным.

Приведенная грубая оценка роли рассеяния фононов на электронах не учитывает различия во взаимодействии фононов с электронами металла, обладающими кинетическими энергиями в несколько электрон

вольт, с одной стороны, и с электронами полупроводника, энергия которых измеряется сотыми электрон-вольт,— с другой.

Фононное слагаемое теплопроводности, как показал Дебай еще в 1914 г., может быть выражено, по аналогии с коэффициентом диффузии газов, в виде

$$\varkappa_ф = {}^1/_3 \text{ (или } {}^1/_4) c v \bar{\lambda}, \tag{3}$$

где c — теплоемкость единицы объема, v — скорость распространения тепловых волн (фононов), $\bar{\lambda}$ — средняя длина свободного пробега фононов. Значение $\bar{\lambda}$ определяется степенью ангармоничности тепловых колебаний и их интенсивностью, которую можно выразить в виде $\int_0^T c\,dT$.

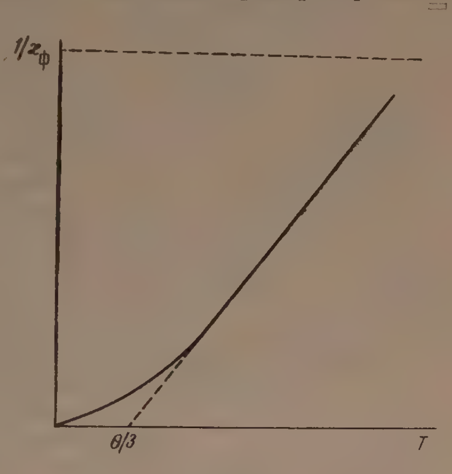


Рис. 2

При температурах, превышающих температуру Дебая, при которых тепловая энергия распределяется в среднем поровну между степенями свободы, можно принять, что

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = A \int_0^T c\,dT, \tag{4}$$

а степень ангармоничности A не зависит от температуры.

Будем пока исходить из спектра тепловых колебаний непрерывного твердого тела, для которого число колебаний в интервале $d\nu$ пропорционально ν^2, а за единицу температуры примем температуру Дебая θ. Для этого случая интеграл (4) подробно табулирован, а для температур выше θ может быть представлен в виде

$$\left(\int_0^T c\,dT\right)_{T>\theta} = c\left(T - \frac{\theta}{3}\right). \tag{5}$$

Следовательно, в этих условиях

$$\frac{1}{\varkappa_ф} = \frac{3A}{v}\left(T - \frac{\theta}{3}\right). \tag{6}$$

Зависимость $1/\varkappa_ф$ от T изображена на рис. 2.

Как и следовало ожидать, уравнение (6) справедливо, пока сохраняется возможность рассматривать тело как континуум. С приближением $\bar{\lambda}$ к величине постоянной решетки a $1/\varkappa_ф$ перестает расти по уравнению (6). Нам не удалось снизить $\varkappa_ф$ до значений, при которых $\bar{\lambda} < a$. Соответственное предельное значение $\varkappa_ф$ условно отмечено на рис. 2 пунктирной прямой.

Пригодность формулы Дебая для теплопроводности подтверждается следующими фактами.

Там, где можно заранее оценить $\bar{\lambda}$, как, например, в аморфных телах, а при низких температурах и в порошках, $\varkappa_ф$, вычисленное по формуле кинетической теории газов, хорошо согласуется с опытом. Так, для порошков при низких температурах $\bar{\lambda}$ действительно определяется размером отдельных крупинок; для стекол $v = 5 \cdot 10^5$, $c = 0{,}3$ и $\varkappa_ф = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$, откуда $\bar{\lambda} \approx (5—7)$ Å, что соответствует междумолекулярным расстояниям.

Поскольку в стеклах c и v выше температуры Дебая мало меняются с температурой, постольку $\varkappa_ф$ от температуры не зависит; при низких же температурах, где $c \sim T^3$, и $\varkappa \sim T^3$.

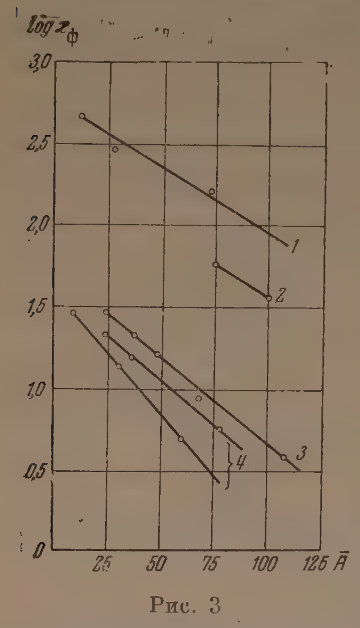


Рис. 3

Дальнейшее развитие теории фононной теплопроводности Пейерльсом и другими не дает, однако, ответа на важнейший для нас вопрос об оценке величины теплопроводности и связи ее с другими величинами, характеризующими свойства вещества. А между тем $\varkappa_ф$ лежит в широких пределах: от 0,5 кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$ для алмаза до 0,0005 кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$ для серы. Вплоть до последних лет экспериментальные работы были преимущественно посвящены температурному ходу изменения $\varkappa_ф$.

Элементарные соображения позволяют предвидеть, что теплопроводность при прочих равных условиях будет тем меньше, чем ниже температура θ материала, т. е. чем меньше частота атомных колебаний, определяемых атомным весом и модулем упругости или скоростью звука; $\varkappa_ф$ будет меньше в тех кристаллических решетках, тепловые колебания которых наиболее ангармоничны. Первый вывод, который можно сделать из этих соображений, — это уменьшение $\varkappa_ф$ с ростом атомного веса в веществах с одинаковым типом решетки. Это заключение действительно оправдывается как известными уже данными о теплопроводности, так и нашими измерениями. Действительно, теплопроводности $\varkappa_ф$ элементов первых двух строк таблицы Менделеева измеряются десятыми долями кал см$^{-1}$ сек$^{-1}$ град$^{-1}$, в средней части таблицы— сотыми и в нижней части— тысячными. На рис. 3, изображающем результаты наших измерений, нанесены значения $\log \varkappa_ф$ как функции среднего атомного веса $\bar{A}$ компонентов. Линиями соединены вещества одного кристаллохимического типа: 1) алмазоподобные решетки, 2) соединения элементов 3-й и 5-й групп, 3) окиси элементов 2-й группы и 4) ионные решетки щелочно-галоидных солей. Не возникает сомнений, что $\varkappa_ф$, как правило, убывает с ростом $\bar{A}$. Эйкен показал, что для кристаллов одинакового типа $\varkappa_ф$ убывает с уменьшением твердости.

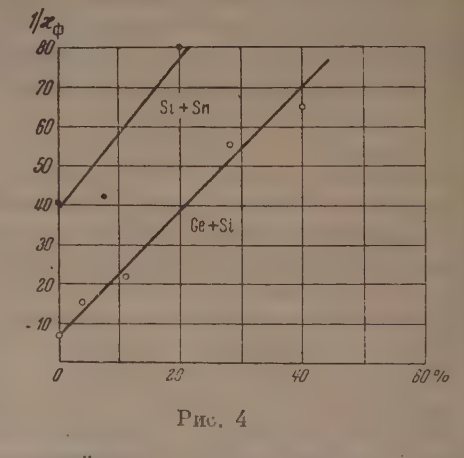


Рис. 4

Теплопроводность имеет решающее значение для качества термоэлементов: чем меньше $\varkappa_ф$, тем выше к.п.д. Поэтому важно было установить приемы для выбора полупроводников с малым $\varkappa_ф$ и для уменьшения $\varkappa_ф$ там, где оно велико. При этом приходится учитывать и подвижность электронов. Чем больше отношение подвижности электронов к теплопроводности, тем пригоднее полупроводник для термоэлементов. Наличие дефектов или посторонних атомов в кристаллической решетке, снижая λ, снижает и $\varkappa_ф$, как заметил еще Эйкен. Это же видно на рис. 4, на котором $1/\varkappa_ф$ нанесено как функция концентрации примесных атомов к Ge и Si.

Можно оценить количественно влияние примесей: каждая из них вносит дополнительный центр рассеяния фононов с поперечным сечением pa^2, где a — период решетки.

Для Ge $\bar{\lambda}$ составляет 200 Å или около 35 a. В германии на пути фонона 3% атомов участвуют в рассеянии при комнатных температурах. Если добавить еще 3% посторонних атомов, каждый из которых вызывает такое же рассеяние, то $\varkappa_ф$ должно уменьшиться вдвое, а $1/\varkappa_ф$ возрасти в два раза.

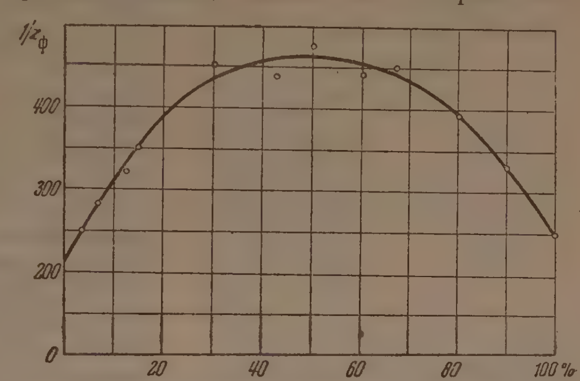


Рис. 5. Зависимость теплового сопротивления твердого раствора PbSe в PbTe от концентрации PbSe (отложена по оси абсцисс)

Для теллуристого же свинца, где $\bar{\lambda} = 15$ Å $= 3\,a$, потребовалось бы около 30% примесных атомов, чтобы понизить теплопроводность в два раза; это различие ясно видно из сравнения рис. 4 и 5.

Но встречаются примеси, вызывающие более эффективное рассеяние: так, например, 7% Te снижает теплопроводность GaSb с $60 \cdot 10^{-3}$ до $12 \cdot 10^{-3}$. Здесь $p \gg 1$; но могут быть и такие дефекты, для которых среднее значение $p < 1$. Таким образом, влияние примесей определяется не только их концентрацией, но и условиями закрепления. Повидимому, примеси внедрения, искажая решетку на несколько атомных расстояний, обладают бо́льшим сечением рассеяния, чем примеси замещения.

Интересно было исследовать примеси в широком интервале концентраций, в особенности твердые растворы изоморфных веществ. На рис. 5 показан ход изменения теплового сопротивления $1/\varkappa_ф$ растворов PbSe в PbTe.

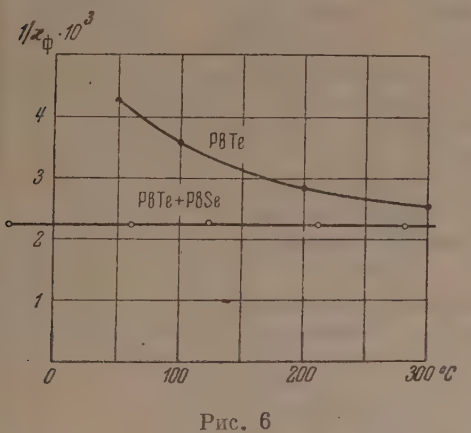


Рис. 6

Сплошная кривая выражает предложенное Нордхеймом для металических сплавов уравнение:

$$\frac{1}{\varkappa_ф} = \frac{1}{\varkappa_0} + \frac{1}{\varkappa_0}(1-x)\,xp\,\frac{\bar{\lambda}_0}{a}, \qquad (7)$$

где x — концентрация. Для растворов Bi_2Te_3 и Sb_2Se_3 растворимость с обоих концов ограничена.

Оказывается также, что примерно в половине изученных растворов вещество становится как бы аморфным для рассеяния фононов, а $\bar{\lambda}$ приближается к междуатомным расстояниям a; $\varkappa_ф$ при этом близко к $2 \cdot 10^{-3}$ и не зависит от температуры (прямая на рис. 6 — измерения П. В. Гультяева). Даже для растворов Si в Ge $\varkappa_ф$ убывает со $145 \cdot 10^{-3}$ до $8 \cdot 10^{-3}$ (в 20 раз), а $\bar{\lambda}$ уже близко к 6 Å — к периоду решетки.

В тех твердых растворах, где длина свободного пробега фононов падает до величины постоянной решетки, подвижность электронов сохраняет еще высокие значения, а длина их пробега измеряется десятками атомных расстояний. Твердый раствор, почти аморфный для фононов, сохраняет свои свойства периодичности для электронов.

Можно думать, что это различие объясняется различием в длине волны. Длина волны основной массы фононов — порядка $10^{-8} \div 10^{-7}$ см. Поэтому каждый дефект атомных размеров вызывает рассеяние. Длина же волны электронов — порядка 20 постоянных решетки; для таких волн имеет значение сохранение периодичности дальнего порядка. Местные же флюктуации состава сказываются не больше, чем флюктуации теплового движения. Так, снижение подвижности сплава PbSe—PbTe по сравнению с чистыми веществами соответствует повышению температуры с 300 до 380° К. Для теплопроводности соответственные температуры составляли бы 300 и 750° К.

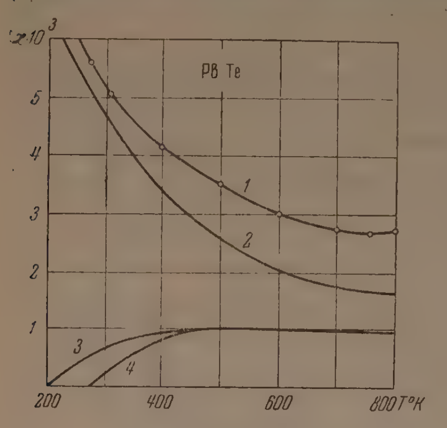


Рис. 7. Сравнение различных механизмов теплопроводности: *1)* $\varkappa$ — измеренное значение; *2)* $\varkappa_0$ — экстраполированное значение $\varkappa$ в предположении линейности температурного хода $\varkappa_ф$ и справедливости равенства $\varkappa_ф = \varkappa - L\sigma$, *3)* $\Delta\varkappa = \varkappa - \varkappa_0$; *4)* $\varkappa_{экс}$ — вычисленное, в предположении переноса тепла экситонами

Обратимся к электронной части теплопроводности $\varkappa_{эл}$. Казалось бы, о ней все уже сказано законом Видемана—Франца. Вычитая $L\sigma$ из общего значения $\varkappa$, мы должны бы получить ожидаемый для $\varkappa_ф$ линейный ход температурного изменения [формула (2) и рис. 2].

Но Е. Д. Девяткова уже несколько лет назад заметила, что с появлением собственной проводимости учет $\varkappa_{эл}$ по закону Видемана—Франца не восстанавливает хода прямой; остается избыток теплопроводности $\Delta\varkappa$, растущий по мере роста собственной электропроводности (рис. 7).

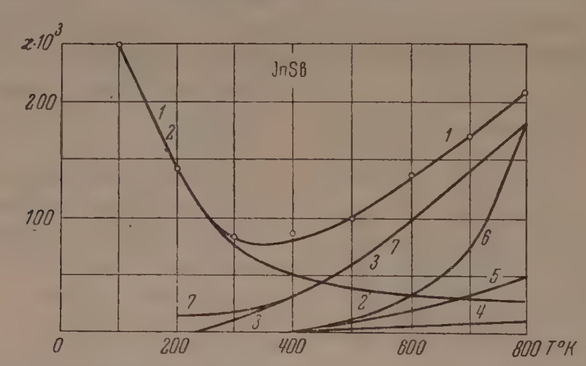


Рис. 8. Сравнение различных механизмов добавочной теплопроводности в чистых образцах: *1)* $\varkappa$ — измеренное значение; *2)* $\varkappa_0$ — экстраполированное, в предположении линейности температурного хода $\varkappa_ф$ и справедливости равенства $\varkappa_ф = \varkappa - L\sigma$; *3)* $\Delta\varkappa = \varkappa - \varkappa_0$; *4)* $\Delta\varkappa_{эд}$ — вычисленное, в предположении переноса тепла биполярной диффузией электронов и дырок; *5)* $\Delta\varkappa_{экс}$ — вычисленное, в предположении переноса тепла экситонами; *6)* $\Delta\varkappa_{увл.\ эд}$ — вычисленное в предположении переноса тепла увлечением фононов потоком электронов и дырок, причем значение $\Delta\varkappa$ при 800° К совмещено с измеренным; *7)* $\Delta\varkappa_{увл.\ экс}$ — измеренное, вызванное увлечением фононов экситонами

В 1954 г. швейцарский физик Буш отметил на сплаве InSb такое же отступление, которое в 100 раз превышает то, которое дает поправка по закону Видемана—Франца (рис. 8).

П. В. Гультяев продолжил измерения Е. Д. Девятковой в сторону более высоких температур. При этом подтвердился факт отступления от прямой рис. 2 в сторону повышения теплопроводности (рис. 7).

Еще резче повышение теплопроводности, по измерениям Е. Д. Девятковой и П. В. Гультяева, в соединении Bi_2Te_3 (рис. 9). Судя по температурной области, где наблюдается прирост теплопроводности, можно думать, что и здесь он связан с появлением собственной проводимости.

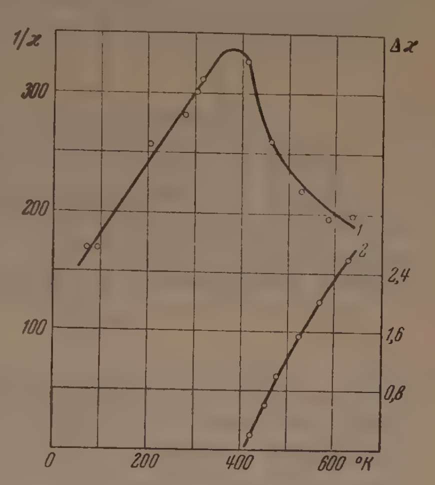


Рис. 9. *1* — зависимость теплового сопротивления от температуры для Bi_2Te_3; *2* — зависимость прироста теплопроводности от температуры для Bi_2Te_3

Таким образом, появление (одновременно с собственной проводимостью полупроводника) повышенной теплопроводности, превышающей значения $L\sigma$, даваемые законом Видемана — Франца (2),— явление не единичное. Это явление не противоречит, но дополняет приведенные выше опыты, подтверждавшие применимость закона Видемана—Франца к полупроводникам, поскольку описанные опыты относились к примесной проводимости, в которой принимают участие носители тока одного знака (либо электроны, либо дырки). Отступления же от этого закона появляются в той температурной области, где можно ожидать появления, а затем и преобладания собственной проводимости, вносящей заряды обоих знаков. Одновременное участие в токе или в диффузии дырок и электронов существенно изменяет связь между переносом тока зарядами и выравниванием ими температуры тела.

Пока присутствуют одни электроны или одни дырки, их поток от горячего конца к холодному вызывает электрическое поле, уравновешивающее диффузию. Создается статистическое равновесие, при котором через каждое сечение проходит в обоих направлениях одинаковое число электронов, но с разными кинетическими энергиями. Таков процесс выравнивания температур свободными зарядами одного знака.

Иное дело при двух знаках носителей тока. Диффузионный поток дырок вместе с электронами (биполярная диффузия) не переносит заряда и не создает противодействующего поля. Если подвижности зарядов различны, то более быстрые, уходя при диффузии вперед, создают электрическое поле E, ускоряющее заряды с меньшей подвижностью и замедляющее более быстрые до одинаковой скорости диффузии. Напряженность этого поля равна, как и в аналогичном случае диффузии электролитов:

$$E = \frac{kT}{e}\frac{1}{n}\frac{dn}{dx}\frac{u_- - u_+}{u_- + u_+} = \frac{\Delta\varepsilon}{2Te}\frac{u_- - u_+}{u_- + u_+}\frac{dT}{dx}. \tag{8}$$

Возникающая в этом случае термоэлектродвижущая сила $\alpha = \frac{\Delta\varepsilon}{2Te} \times \times \frac{u_- - u_+}{u_- + u_+}$, вместо $\frac{\Delta\varepsilon}{2Te}$ в примесной проводимости.

Поле биполярной диффузии обязано своим происхождением только разности подвижностей носителей.

Если $u_- = u_+$, то $E = 0$ и $\alpha = 0$.

Б. И. Давыдов и И. М. Шмушкевич еще в 1940 г., а Прайс в 1954 г. опубликовали формулу для $\varkappa_{эл}$ в случае одновременного присутствия

дырок и электронов. Ими учитывались не только иные условия движения зарядов, но и то обстоятельство, что, переносясь от горячего конца где их концентрация выше, к холодному, пáры электрон — дырка на пути воссоединяются, выделяя энергию $\Delta\varepsilon$.

Формула Давыдова и Шмушкевича может быть представлена в виде

$$\varkappa_{\text{эл}} = L(\sigma_+ + \sigma_-) + 2L\frac{\sigma_+\sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}\left(\frac{\Delta\varepsilon}{2kT} + 2 + r\right)^2. \quad (9)$$

Здесь σ_+ и σ_- — удельные электропроводности, создаваемые в отдельности дырками и электронами, $\Delta\varepsilon$ — ширина запретной зоны, а r — показатель степени в выражении для длины свободного пробега свободных зарядов как функция их энергии ε

$$l \sim \varepsilon^r.$$

В частном случае атомных решеток с одной акустической ветвью тепловых колебаний $r = 0$. Добавочная теплопроводность, вызванная потоком пар электрон — дырка,

$$\Delta\varkappa_{\text{пар}} = 2L\frac{\sigma_+\sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}\left(\frac{\Delta\varepsilon}{2kT} + 2 + r\right)^2.$$

Значение множителя перед скобкой зависит от соотношения σ_+/σ_-.

Когда $\sigma_+ = \sigma_-$, множитель при втором члене в формуле (9) равен $L\sigma$, или $1/2\, L(\sigma_+ + \sigma_-)$, а

$$\varkappa_{\text{эл}} = L(\sigma_+ + \sigma_-)\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta\varepsilon}{2kT} + 2\right)^2\right]. \quad (9а)$$

Пока σ_+ отличается от σ_- всего в 1,5—2 раза, множитель 1/2 мало изменяется. Если же σ_+ много больше или много меньше σ, то $2L\frac{\sigma_+\sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}$ получает значение, близкое к $2L\sigma_i$, где σ_i — меньшее из чисел σ_+ и σ_-. Например, для сплава InSb, где отношение подвижностей $\frac{u_-}{u_+} \approx 80$ в области собственной проводимости, когда $n_- = n_+$, $\sigma_-/\sigma_+ = 80$ и выражение (9) примет вид:

$$\varkappa_{\text{эл}} = L(\sigma_+ + \sigma_-)\left[1 + \frac{1}{40}\left(\frac{\Delta\varepsilon}{2kT} + 2\right)^2\right]. \quad (9б)$$

В пределах доступных температур собственная проводимость $\sigma_+ + \sigma_-$, а с нею и $\varkappa_{\text{эл}}$ достигают значительной величины, если $\Delta\varepsilon$ не превышает 0,6 eV. Тогда второй член в прямых скобках уравнения (9а) достигает значений, близких к 70; другими словами, с переходом в область собственной проводимости коэффициент L возрастает в 70 раз по сравнению с его значением в законе Видемана — Франца.

В случае InSb при $\Delta\varepsilon \approx 0{,}3$ eV L повышается согласно (9б) только в 2 раза, тогда как измерения Буша дают повышение L почти в 100 раз.

Однако рассмотренный нами эффект биполярной диффузии свободных зарядов — не единственный процесс, который способен привести к повышению теплопроводности. Появление собственной проводимости может, например, также сопровождаться возбуждением экситонов.

Экситоны были введены в теорию полупроводников в 1931 г. Я. И. Френкелем. Они были использованы Жузе и Рывкиным для объяснения закономерностей внутреннего фотоэффекта в закиси меди. Спектры возбуждения экситонов светом в закиси меди и сернистом кадмии изучал Е. Ф. Гросс

а порядок длины свободного пробега нелокализованных экситонов оценил А. И. Ансельм.

Если такой тип возбуждения кристаллической решетки возможен под влиянием света, то он может быть создан и тепловым движением. Концентрация экситонов N в этом случае может быть представлена как функция температуры и некоторой энергии возбуждения $\Delta\varepsilon$, определяемой условиями статистического равновесия.

Можно ожидать, что нелокализованные экситоны, которые можно рассматривать как образования из взаимно связанных дырки и электрона, свободно диффундируют из горячих участков тела в холодные, не перенося заряда. На этом пути число экситонов убывает, а затраченная на их возбуждение энергия $\Delta\varepsilon'$ выделяется, превращаясь в тепло и излучаясь.

При таких предположениях добавочная теплопроводность экситонов $\Delta\varkappa_{экс}$ может быть выражена, по аналогии с $\Delta\varkappa_{пар}$, для собственной проводимости.

$$\Delta\varkappa_{экс} = \frac{k^2}{e^2}\,\sigma T\,\frac{N}{n}\,\frac{U}{u}\left[\frac{\Delta\varepsilon'}{kT}+2\right]^2, \qquad (10)$$

где N — концентрация экситонов, а $U = \frac{e}{kT}D$ (D — коэффициент диффузии экситонов), n и u — те же величины для свободных зарядов.

Согласно теории, развитой А. И. Ансельмом, U и u — величины одного порядка.

Г. Е. Пикус получил для $\Delta\varkappa_{экс}$ следующее выражение:

$$\Delta\varkappa_{экс} = ND\left(\frac{\Delta\varepsilon'}{kT}+2\right)^2, \qquad (10а)$$

где $N = 2\,\frac{(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3}\,e^{-\frac{\Delta\varepsilon'}{kT}}$.

В случае InSb, где, по данным Буша, можно думать, что электроны находятся уже в вырожденном состоянии, N значительно больше, чем n. Согласно уравнению (10), $\Delta\varkappa_{экс}$ может оказаться значительно больше, чем это дает уравнение (9б), и объяснить результаты Буша.

Следует рассмотреть еще два процесса, способных повысить теплопроводность полупроводников в той области температур, где становится заметной собственно проводимость.

Биполярная диффузия дырок и электронов предполагает непрерывный их поток от горячих участков тела к холодным. Если, как мы предполагали, фононы рассеиваются на электронах, то взаимодействие электронов и дырок с фононами должно приводить к увеличению последних потоком свободных зарядов. Увеличение тем сильнее, чем чаще происходит рассеяние электронов на фононах, чем меньше поэтому длина свободного пробега и чем меньше подвижность u. Поэтому можно считать, что добавочная теплопроводность, вызванная увлечением фононов потоком электронов и дырок,

$$\Delta\varkappa_{увл.\ пар} \sim \frac{n}{e} \sim \frac{n}{u}\,T^{1/2}. \qquad (11)$$

Предполагая, что поток электронов и дырок в области собственной проводимости сопровождается потоком экситонов, мы должны ожидать увлечения фононов также потоком экситонов. Вызванная этим обстоятельством добавочная теплопроводность

$$\Delta\varkappa_{увл.\ экс} \sim \frac{N}{D}. \qquad (12)$$

Наконец, с повышением температуры начинает сказываться перенос энергии тепловым излучением. Добавочную теплопроводность, вносимую лучистой энергией, вычислил Гензель:

$$\Delta\varkappa_{\text{изл}} = \frac{16}{3}\frac{a\xi}{k}T^3, \tag{13}$$

где ξ — квадрат коэффициента преломления, k — коэффициент поглощения инфракрасных волн, a — коэффициент в выражении для плотности u лучистой энергии абсолютно черного тела: $u = aT^4$ (величина k вязана с концентрацией n свободных зарядов).

Выводы

Подводя итоги, можно утверждать, что уравнения (1) и (2) приблизительно справедливы только для примесной проводимости, и то только пока $n < 10^{20}$ см$^{-3}$. При бо́льших значениях n может заметно сказаться рассеяние фононов на носителях тока, и разделение $\varkappa$ на два независимых слагаемых $\varkappa_{\text{ф}}$ и $\varkappa_{\text{эл}}$ станет невозможным: значение $\varkappa$ окажется больше, чем сумма $\varkappa_{\text{ф}}$ и $\varkappa_{\text{эл}}$.

С появлением собственной проводимости полупроводника, благодаря одновременному участию в токе электронов и дырок, возникает ряд новых явлений, изменяющих соотношение между $\varkappa_{\text{эл}}$ и σ.

Мы рассмотрели добавочную теплопроводность $\Delta\varkappa$, обязанную своим происхождением ряду процессов, которые могут сопровождать явление биполярной диффузии при высоких температурах:

а) диффузионному потоку пар электрон — дырка;
б) потоку экситонов;
в) увлечению фононов потоком пар;
г) увлечению фононов потоком экситонов;
д) переносу тепла лучистой энергией.

Все эти процессы в совокупности способны изменить значение величины L в формулах (2а) и (2б) в десятки и сотни раз. В зависимости от свойств полупроводника преобладающее значение может приобрести тот или иной из перечисленных процессов.

Для их количественного учета мы имеем все необходимые данные только при вычислении величины $\Delta\varkappa_{\text{пар}}$, обязанной потоку пар дырок и электронов, по формуле Давыдова и Шмушкевича.

В случае потока экситонов, если экситоны создаются в тепловом равновесии, мы не можем еще определить их концентрации как функции температуры, и только в немногих случаях (Cu_2O, CdS и PbTe) можем судить об их энергетических уровнях и о величине $\Delta\varepsilon'$ по спектрам поглощения.

Мы не определили еще абсолютного значения коэффициента увлечения фононов парами электрон — дырка и экситонами.

Количество экспериментальных фактов, которые можно привлечь для суждения о причинах, вызывающих рост теплопроводности при высоких температурах, и для обоснования связи этого явления с собственной проводимостью, еще совершенно недостаточно.

Рассматривая все накопленные до настоящего времени данные по теплопроводности, можно утверждать, что зависимость $\left(\frac{1}{\varkappa_{\text{ф}}}\right)_{T>\theta} = \frac{3A}{v}\left(T - \frac{\theta}{3}\right)$ (см. рис. 2) оправдывается на изолирующих кристаллах, пока $\bar{\lambda} < a$. Присутствие посторонних центров рассеяния вносит дополнительный член s в выражение для $\frac{1}{\varkappa_{\text{ф}}}$. В этом случае экстраполяция прямой $\left(\frac{1}{\varkappa_{\text{ф}}}\right)_{T>\theta} =$

$= f(T)$ должна пересекать ось абсцисс при $T < \frac{\theta}{3}$, а иногда и при $T < 0$. Если рассеяние на примесях значительно превосходит рассеяние на фононах, то в выражении $\frac{1}{\varkappa_\text{ф}} = \frac{3A}{v}\left(T - \frac{\theta}{3}\right) + s$ величина $\frac{1}{\varkappa_\text{ф}}$ мало изменяется с ростом T, как это видно из рис. 6.

В полупроводниках с примесной проводимостью уравнение (6) и графическая зависимость, изображаемая на рис. 2, так же хорошо оправдываются, как и в изоляторах, если $\varkappa_\text{ф}$ определять с учетом электропроводности как

$$\varkappa_\text{ф} = \varkappa - L\sigma.$$

Однако с появлением собственной проводимости связь $\varkappa_\text{ф}$ с температурой резко изменяется: кривая $\frac{1}{\varkappa_\text{ф}} = f(T)$ отклоняется вниз к меньшим значениям $\frac{1}{\varkappa}$. Это отчетливо видно на рис. 7, 8 и 9.

На рис. 10 показаны измерения П. В. Гультяева, полученные на InSb со значительным количеством примесей, обеспечивающих вплоть до высоких температур резкое преобладание рассеяния на примесях. Рассеяние фононов на примесях, видимо, преобладает над рассеянием на флюктуациях теплового движения. Поэтому, как и в случае твердого раствора (см. рис. 6), $\varkappa$ практически не зависит от T. В этом случае обнаруженный Бушем рост теплопроводности при высоких температурах вовсе не наблюдался.

В нижней части рис. 7 и 8 нанесены значения $\Delta\varkappa$, вычисленные и полученные как разность наблюдаемого при данной температуре $\varkappa_\text{ф}$ и экстраполированного по кривой рис. 2. Пунктиром показаны вычисленные значения $\Delta\varkappa$, причем для величин $\Delta\varkappa_\text{экс}$ одна из точек совмещена с величиной $\Delta\varkappa$. Совпадение теоретической и экспериментальной кривых означало бы, с бо́льшей вероятностью, что данный механизм ответственен за наблюдаемый эффект. Величина $\Delta\varepsilon'$ для экситонов определена для PbTe по спектру поглощения вблизи границы собственного поглощения. Для других материалов $\Delta\varepsilon'$ принято на 0,1—0,2 eV меньше $\Delta\varepsilon$.

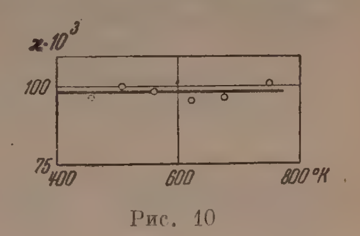


Рис. 10

На основании описанных выше данных нельзя еще вывести определенных заключений об относительной роли различных эффектов, ведущих к росту $\varkappa$.

Можно сказать, что один эффект переноса энергии парами электрон — дырка, как он вычислен Давыдовым и Шмушкевичем, недостаточен для объяснения измеренных значений $\Delta\varkappa$. Это обстоятельство оправдывает привлечение других явлений, в частности экситонов, к описанию результатов опыта. Мы продолжаем изучение эффекта на других полупроводящих материалах с малой шириной запретной зоны и надеемся дать на этой основе более убедительный анализ процессов переноса тепла в полупроводниках.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. Ф. ИОФФЕ

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Вопрос о термоэлементах как преобразователях тепловой энергии в электрическую был поставлен еще в 1885 г. Рэлеем. Однако практическое разрешение вопрос получил только с появлением в технике полупроводников, обладающих значительными термоэлектродвижущими силами.

25 лет назад я высказал убеждение, что при помощи полупроводников можно будет осуществить термоэлементы с к.п.д., далеко превосходящими результаты, полученные на металлах. Это мнение подтвердилось, и в настоящее время можно рассматривать генерирование электроэнергии из тепла как серьезную техническую задачу.

Рассмотрим с энергетической точки зрения процессы в термоэлементе, когда к горячему спаю ежесекундно подводится теплота Q_1, при абсолютной температуре T_1, а от холодного отводится мощность Q_0 при абсолютной температуре T_0. Обозначим коэффициент термоэлектродвижущей силы через α, внутреннее сопротивление элемента через r, а внешнее, воспринимающее полезную мощность, через R. Пусть, кроме того, K — теплопроводность ветвей термоэлемента, а I — сила тока в замкнутой цепи из сопротивлений $r + R$. Все величины, в том числе и теплопроводность, будем выражать в электрических единицах. Тогда, согласно хорошо известным законам термоэлектрических явлений:

$$Q_1 = \alpha_1 I T_1,$$
$$Q_0 = \alpha_0 I T_0,$$

полезная мощность

$$W = I^2 R,$$

а тепловой поток вдоль ветвей термоэлемента

$$Q_m = K(T_1 - T_0).$$

Учитывая, что из выделяемой током I внутри термоэлемента теплоты $I^2 r$ половина возвращается горячему спаю, можно выразить к. п. д. η в виде

$$\eta = \frac{I^2 R}{\alpha_1 T_1 I + k(T_1 - T_0) - {}^1/_2 I^2 r}. \qquad (1)$$

Следующий шаг — нахождение условий, при которых η достигает максимального значения. Эти условия определяются дифференцированием η по соответственной переменной и приравниванием к нулю производной. Таким образом, удается установить оптимальное соотношение между поперечными сечениями обеих ветвей S_1 и S_2, значением удельных сопротивлений ρ_1 и ρ_2 и теплопроводностей $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ тех материалов, из которых они изготовлены.

$$\frac{S_1^2}{S_2^2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\varkappa_2}{\varkappa_1}. \qquad (2)$$

Введем обозначение $\frac{R}{r} = m$. Тогда выражение (1) можно привести к виду

$$\eta = \frac{T_1 - T_0}{T_1} \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{kr}{\alpha^2}\frac{m+1}{T_1} - \frac{1}{2}(T_1 - T_0)\frac{1}{m+1}}. \tag{3}$$

Здесь η определяется, помимо температур T_1 и T_0, лишь отношением $\frac{R}{r} = m$ и величиной

$$z = \frac{\alpha^2}{kr} = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}{(\sqrt{\varkappa_1\rho_1} + \sqrt{\varkappa_2\rho_2})^2}, \tag{4}$$

характеризующей свойства участвующих в термоэлементе полупроводников. Ни геометрические размеры, поскольку они удовлетворяют требованию (2), ни частности конструкции не входят в выражение для к. п. д.

Что же касается отношения $\frac{R}{r}$, то оптимальное его значение

$$\left(\frac{R}{r}\right)_{\text{опт}} = M = \sqrt{1 + \frac{1}{2} z (T_1 + T_0)}. \tag{5}$$

Наибольший к. п. д., который может быть получен при помощи полупроводников, обладающих данным значением z при температурах T_1 и T_0 на спаях,

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{T_1 - T_0}{T_1} \frac{M - 1}{M + \frac{T_0}{T_1}}. \tag{6}$$

Первый множитель в этом выражении — к. п. д. обратимого двигателя, второй дает снижение к. п. д., вызванное теплопроводностью $\varkappa$ и сопротивлением ρ.

Заметим, что произведение $\varkappa\rho$ не может быть сделано как угодно малым, так как теплопроводность полупроводника $\varkappa$ состоит из $\varkappa_{\text{ф}}$ — теплопроводности кристаллической решетки, определяемой рассеянием тепловых волн (фононов), и $\varkappa_{\text{эл}}$ — теплопроводности, определяемой свободными электронами и связанной законом Видемана—Франца с удельным сопротивлением

$$\varkappa = \varkappa_{\text{ф}} + \varkappa_{\text{эл}}, \tag{7}$$

$$\varkappa_{\text{эл}} = L\frac{1}{\rho}, \tag{8}$$

где L имеет при комнатных температурах значение, близкое к $4{,}3 \cdot 10^{-6}$ для невырожденного случая и к $7{,}1 \cdot 10^{-6}$ в случае вырождения. Поэтому минимальное значение $\varkappa\rho$ даже в том случае, когда $\varkappa_{\text{ф}}$ можно пренебречь по сравнению с $\varkappa_{\text{эл}}$, будет

$$\varkappa\rho > 4{,}3 \cdot 10^{-6}. \tag{9}$$

Если одновременно положить

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 200 \cdot 10^{-6}\ \text{V град}^{-1},$$

то $z < 10 \cdot 10^{-3}$.

Приняв $T_1 = 600°\,\text{K}$ и $T_0 = 300°\,\text{K}$, мы получили бы

$$\eta_{\text{опт}} < 24\%,$$

а при $T_1 = 900°$ K и $T_0 = 300°$ K

$$\eta_{\text{опт}} < 37\%.$$

Для изученных пока полупроводниковых материалов z имеет значения, не превышающие $3 \cdot 10^{-3}$.

Если, далее, принять для $\alpha_1 = \alpha_2$ значение $170 \cdot 10^{-6}$, вытекающее из теории невырожденных полупроводников, то при

$$T_1 = 600° \text{ K}, \ T_0 = 300° \text{ K} \ \text{и} \ z = 1{,}5 \cdot 10^{-3},$$

$$\eta_{\text{опт}} = 8{,}2\%.$$

На рисунке $\eta_{\text{опт}}$ нанесено как функция z для различных значений T_1 (в °K).

Обратимся теперь к вопросу о получении максимального значения z_0. В эту величину входят три постоянные, характеризующие полупроводник: α, $\varkappa$ и ρ.

Рассмотрим сначала случай, когда $\varkappa_ф$ не зависит от электрических величин, и $\varkappa_ф \gg \varkappa_{эл}$. Тогда требование, чтобы $z = z_{max}$, сводится к условиям максимума α^2/ρ и минимума $\varkappa_ф$. α и ρ или α и $\sigma = 1/\rho$ связаны между собою следующим соотношением, выведенным Н. Л. Писаренко для атомных решеток с невырожденными носителями тока одного знака:

$$\alpha = \frac{k}{e}\left[2 + \ln \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3 n}\right]. \qquad (10)$$

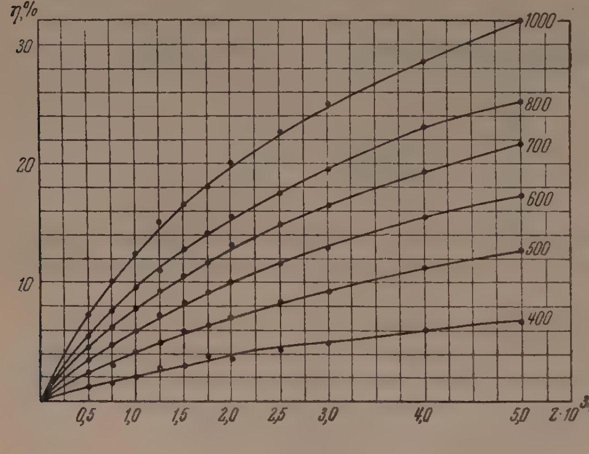


Рис. 1

Входящая в формулу (10) величина n (концентрация свободных электронов) связана с электропроводностью σ простым соотношением:

$$\sigma = nue, \qquad (11)$$

где u — подвижность носителей тока (электронов или дырок).

Можно легко показать, что максимальное значение $\alpha^2\sigma$ получается при условии

$$\alpha = 2\frac{k}{e} = 172 \cdot 10^{-6} \text{ V град}^{-1}, \qquad (12)$$

$$\sigma = 4u. \qquad (13)$$

Более того, формула (10) для α остается справедливой при переходе от атомных решеток к любым иным, причем постоянная 2 в скобках может принимать значения от 1 до 4.

Если, однако, $\varkappa_{эл}$ по порядку величины сравнимо с $\varkappa_ф$, то из требо-

вания максимума z не вытекает условие $(\alpha^2\sigma)_{max}$. Тогда удобнее определить условия минимума $\frac{1}{z}$:

$$\frac{1}{z} = \frac{\varkappa_{\text{ф}} + \varkappa_{\text{эл}}}{\alpha^2\sigma} = \frac{\varkappa_{\text{ф}}}{\alpha^2\sigma} + \frac{L}{\alpha^2}. \tag{14}$$

Оптимальное значение α в этом более общем случае:

$$\alpha_{\text{опт}} = 172\left(1 + \frac{\varkappa_{\text{эл}}}{\varkappa_{\text{ф}}}\right) \cdot 10^{-6}\ \text{V град}^{-1}. \tag{12a}$$

Выражение (12а) относится к невырожденным носителям тока. При наличии вырождения частное уравнение Писаренко (10) должно быть заменено общим:

$$\alpha = \pm\frac{k}{e}\left(\frac{r+2}{r+1}\,\frac{F_{r+1}(\mu^*)}{F_r(\mu^*)} - \mu^*\right), \tag{15}$$

где $F_r(\mu^*)$ и $F_{r+1}(\mu^*)$ — интегралы Ферми:

$$F_r(\mu^*) = \int_0^\infty \frac{x^r\,dx}{e^{x-\mu^*}+1};$$

μ^* — приведенный химический потенциал; x — приведенная энергия носителей, r — показатель степени в известной формуле зависимости длины свободного пробега от энергии.

При одинаковых значениях σ для вырожденного случая α больше, чем дает формула (10).

Входящие в выражение (15) интегралы табулированы, и вычисление $\alpha_{\text{опт}}$ по ним не представляет затруднений. Нетрудно также графически определить значение $\alpha_{\text{опт}}$, соответствующее z_{max}. Оно несколько превышает значение $\alpha_{\text{опт}}$ для невырожденного случая.

Введение примесей в полупроводник или отступление от стехиометрического соотношения компонентов открывает путь к варьированию n и α при сравнительно меньшем влиянии на подвижность u.

Повышение z может быть также достигнуто уменьшением $\varkappa_{\text{ф}}$ или, точнее говоря, уменьшением отношения $\varkappa_{\text{ф}}/u$. Внесение соответственных примесей и образование твердых растворов позволяет снизить $\varkappa_{\text{ф}}/u$, так как рассеяния фононов и электронов подчиняются различным законам.

Термоэлектрическую батарею характеризует не только к. п. д., но и мощность, получаемая на 1 см² ее поверхности или на 1 см³. При данном к. п. д. мощность определяется плотностью теплового потока q, проходящего в 1 сек. через 1 см² поверхности батареи

$$q = \varkappa\frac{T_1 - T_0}{l}, \tag{16}$$

где l — расстояние между горячим и холодным спаем или толщина слоя полупроводников в батарее. При данных $\varkappa$ и $(T_1 - T_0)$ мощность на 1 см²

$$W_{\text{пов}} = \eta q = \eta\varkappa(T_1 - T_0)\frac{1}{l}, \tag{17}$$

а мощность электроэнергии, выделяемой 1 см³ полупроводника

$$W_{\text{об}} = \eta\varkappa(T_1 - T_0)\frac{1}{l^2}. \tag{18}$$

Так, например, при $\eta = 8\%$ и $q = 100\,000$ ккал м$^{-2}$ час$^{-1}$ $= 11{,}6$ W см^2 и $l = 0{,}5$ см

$$W_{\text{пов}} = 0{,}93 \text{ W см}^{-2} = 9{,}3 \text{ kW м}^{-2},$$
$$W_{\text{об}} = 1{,}86 \text{ W см}^{-3} = 1860 \text{ kW м}^{-3}.$$

Если положить удельный вес полупроводника $d = 5$, а вес арматуры равным весу термоэлемента, получим на 1 кг термобатареи мощность

$$W_{\text{уд}} = 0{,}2 \text{ kW кг}^{-1}.$$

При длине элементов $l = 0{,}3$ см удельная мощность

$$W_{\text{уд}} = 0{,}5 \text{ kW кг}^{-1}.$$

Мы описывали полупроводниковые материалы термоэлементов при помощи постоянных α, $\varkappa$ и ρ, не учитывая их зависимости от температуры. Вместо этого следует ввести их средние значения в пределах температур от T_0 до T_1, которые можно определить следующим образом: для коэффициента теплопроводности

$$\bar{\varkappa} = \frac{2}{\frac{1}{\varkappa_1} + \frac{1}{\varkappa_0}}; \quad (19)$$

для термоэлектродвижущей силы

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_0); \quad (20)$$

для удельного сопротивления полупроводников ρ зависимость $\rho(T)$ имеет вид

$$\rho T^m = \text{const}. \quad (21)$$

Тогда

$$\bar{\rho} = \frac{1}{m} \ln \frac{T_1}{T_0}(\rho_1 - \rho_0). \quad (22)$$

Для осуществления батареи, помимо дырочного и электронного полупроводников, образующих ветви термоэлемента, необходимы также соединяющие их металлические мостики. Последние должны обладать значительной электропроводностью и не вызывать добавочных сопротивлений на границе с полупроводником. При удельной электропроводности ветвей порядка 1000 ом$^{-1}$ см$^{-1}$ и их длине в 0,5 см сопротивление мостика, включая и переходное сопротивление, не должно превышать 10^{-5} ом см$^{-1}$. Коэффициент теплового расширения материала, из которого изготовлен мостик, должен быть близок к коэффициенту теплового расширения полупроводника.

Наконец, нельзя забывать и о большом градиенте температур (600 град см$^{-1}$ в нашем примере), и о связанном с ним изгибе термобатареи. Радиус R, по которому должна изгибаться плоская батарея при коэффициенте линейного расширения β, равен

$$R = \frac{l}{\beta(T_1 - T_0)}. \quad (23)$$

Положив $\beta = 2 \cdot 10^{-5}$, $l = 0{,}5$ см и $(T_1 - T_0) = 300°$, мы получим $R = 83$ см, а при $l = 0{,}3$ см $R = 50$ см.

Заметим, что, пропуская через батарею или отдельную термоэлектрическую пластинку переменный ток, мы можем привести ее в колебательное движение и генерировать при помощи ее упругие волны в прилегающей среде.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Л. С. СТИЛЬБАНС, Е. К. ИОРДАНИШВИЛИ и Т. С. СТАВИЦКАЯ

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

В статье коротко излагается теория термоэлектрического охлаждения академика А. Ф. Иоффе [1] и основные экспериментальные результаты, полученные в Институте полупроводников АН СССР в 1953—1954 гг.

В работе использовался опыт разработки полупроводниковых термопар для термоэлектрогенераторов, накопленный в лабораториях Ю. П. Маслаковца и Г. И. Шмелева за предыдущие годы.

1. Теория

Термоэлектрогенераторы основаны на использовании эффекта Зеебека. Если в цепи, состоящей из двух различных проводников, места контактов поддерживаются при различных температурах, то при этом возникает электродвижущая сила

$$E = \alpha (T_1 - T_0),$$

где α — коэффициент термоэлектродвижущей силы, зависящий, вообще говоря, от температуры.

Термоэлектрическое охлаждение основано на использовании обратного явления — эффекта Пельтье. Если в такую цепь включить посторонний источник э.д.с., то на одном спае тепло выделяется, а на другом поглощается. Количество тепла, выделившееся (или поглотившееся) в 1 сек:

$$Q_п = \Pi I,$$

где I — сила тока и Π — коэффициент Пельтье, связанный с коэффициентом термоэлектродвижущей силы соотношением

$$\Pi = \alpha T.$$

Если спай, на котором выделяется тепло, поддерживать при постоянной температуре, то второй спай будет охлаждаться до тех пор, пока тепло, поступающее на него из окружающей среды, плюс тепло, приходящее по ветвям термопары, не станет равным поглощающейся теплоте Пельтье. Разность температур на паре достигает максимального значения, если холодный спай находится в условиях полной теплоизоляции; но в этом случае термопара охлаждает только самое себя.

Если же холодный спай находится в тепловом контакте с каким-либо объектом, подлежащим охлаждению, то разность температур на термопаре будет меньше. Таким объектом может быть внутреннее пространство холодильного шкафа или какой-нибудь прибор. В этом случае термопара работает как холодильная машина, в которой холодильный агент (фреон) заменен электронным газом.

Основным параметром, характеризующим холодильную машину, является холодильный коэффициент

$$k = \frac{Q}{W},$$

где Q — количество тепла, отнимаемое в единицу времени от охлаждаемого объекта, и W — затрачиваемая при этом мощность. В случае термоэлектрического охлаждения

$$Q = \Pi I - {}^1/_2 I^2 R - \varkappa (T_0 - T_1), \tag{1}$$

где R — сопротивление и $\varkappa$ — теплопроводность термопары. Затрачиваемая на охлаждение мощность

$$W = V \cdot I = [\alpha (T_0 - T_1) + IR] \cdot I. \tag{2}$$

Как видно из приведенных выше выражений, холодильный коэффициент термопары является функцией от тока. Приравняв производную $\frac{\partial k}{\partial I}$ нулю, можно найти оптимальное значение тока и соответствующее ему максимальное значение холодильного коэффициента. Простые вычисления дают

$$k_0 = \frac{T_1}{T_0 - T_1} \frac{\sqrt{1+M} - \frac{T_0}{T_1}}{\sqrt{1+M} + 1}, \tag{3}$$

здесь

$$M = \frac{T_0 + T_1}{2} z \text{ и } z = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}{\left(\sqrt{\frac{\varkappa_1}{\sigma_1}} - \sqrt{\frac{\varkappa_2}{\sigma_2}}\right)^2}, \tag{4}$$

где α_1 и α_2, σ_1 и σ_2, $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$, соответственно, — коэффициенты термоэлектродвижущей силы, удельные электропроводности и теплопроводности ветвей термопары.

В дальнейшем для простоты вычислений будем считать $\alpha_1 = \alpha_2$, $\sigma_1 = \sigma_2$ и $\varkappa_1 = \varkappa_2$, а индексы опустим.

Тогда

$$z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\varkappa}. \tag{5}$$

Полученное для k_0 выражение (3) показывает, что при заданных условиях эксплуатации (T_0 и T_1) холодильный коэффициент целиком определяется величиной z, характеризующей качество термопары: при $z \to \infty$ $k_0 \to \frac{T_1}{T_0 - T_1}$, т. е. к холодильному коэффициенту идеальной машины; при $z \to 0$ $k_0 \to 0$ (независимо от T_1 и T_0).

Максимальное снижение температуры, достигаемое при $k_0 = 0$ (когда холодный спай термопары находится в условиях идеальной теплоизоляции), согласно (3), определяется величиной z. При $k_0 = 0$

$$\left(\frac{T_0}{T_1}\right)_{max} = \sqrt{1 + T_{\text{ср}} z},$$

или

$$(T_0 - T_1)_{max} = \frac{1}{2} T_1^2 z,$$

или

$$T_1 = \frac{\sqrt{1 + 2T_0 z} - 1}{z}.$$

Мы должны, следовательно, выяснить условия, при которых величина z достигает своего максимального значения.

Параметры вещества (коэффициент термоэлектродвижущей силы, электропроводность и теплопроводность α, σ и $\varkappa$), входящие в z, не независимы; все они являются функциями от концентрации n свободных электронов (или дырок).

Качественно эта зависимость представлена на рис. 1: электропроводность σ, грубо говоря, пропорциональна n. Термоэлектродвижущая сила, наоборот, стремится к нулю при $n \to \infty$ и стремится к бесконечности при $n \to 0$. Теплопроводность вещества $\varkappa$ слагается из теплопроводности кристаллической решетки $\varkappa_p$ и электронной теплопроводности $\varkappa_{эл}$, пропорциональной в первом приближении концентрации носителей электричества.

Максимум величины $\alpha^2\sigma$, стоящей в числителе выражения для z, оказывается лежащим в области концентрации $n \approx 10^{19}$ см$^{-3}$, т. е. приблизительно в 10^3 раз меньшей, чем в металлах.

Доля электронной теплопроводности по сравнению с теплопроводностью кристаллической решетки при этом уже невелика, поэтому максимум z по сравнению с максимумом $\alpha^2\sigma$ незначительно смещается в область меньшей концентрации электронов.

В металлах и сплавах величина z очень мала, так как коэффициент термоэлектродвижущей силы близок к нулю и велика электронная теплопроводность; в диэлектриках $z = 0$ за счет того, что $\sigma \sim 0$.

Рис. 1

Эти качественные соображения позволяют понять, почему экономичность металлических пар была очень низка и почему как термоэлектрогенераторы, так и термоэлектрические холодильники до последнего времени не нашли практического применения.

Подбирая соответствующим образом концентрацию электронов, можно поднять эффективность термопар в десятки раз.

Для того чтобы оформить эти соображения количественно, нужно выразить α, σ и $\varkappa$ через концентрацию электронов или, что значительно удобнее, через химический потенциал.

Соответствующие выражения приведены ниже:

$$\left.\begin{aligned} n &= \frac{4\pi (2mkT)^{3/2}}{h^3}, \\ \alpha &= \pm \frac{k}{e}\left[\frac{r+2}{r+1}\,\frac{F_{r+1}(\mu^*)}{F_r(\mu^*)} - \mu^*\right], \\ \varkappa_{эл} &= \frac{16\pi m^* l_0(T)}{3h^3}(kT)^{r+2}\left[(r+3)F_{r+2}(\mu^*) - \frac{(r+2)^2 F_{r+1}^2(\mu^*)}{(r+1)F_r(\mu^*)}\right], \\ \sigma &= \frac{16\pi m^* l_0(T)\, e^r}{3h^3}(kT)^{r+1} F_r(\mu^*), \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

где $\mu^* = \frac{\mu}{kT}$; r — показатель степени в выражении для длины μ^* свободного пробега электрона:

$$l(\varepsilon, T) = l_0(T)\,\varepsilon^r,$$

ε — кинетическая энергия электрона; $F_r(\mu^*) = \int\limits_0^\infty f x^r\,dx$, $x = \frac{\varepsilon}{kT}$, а $f(x) = \frac{1}{e^{x-\mu^*}+1}$ — функция распределения Ферми.

Интегралы Ферми протабулированы, и задача о нахождении μ^* соответствующего максимальному z может быть решена численно. Можно, однако, пойти другим, более удобным путем. Если предположить, что оптималь-

ный μ^* лежит в области применимости классической статистики (т. е. $\mu^* < -2$), то выражения для α, σ и $\varkappa$ чрезвычайно упростятся:

$$\left.\begin{aligned} n &= \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3} e^{\mu^*}, \quad \sigma = eun, \\ \alpha &= \pm\frac{k}{e}(r+2-\mu^*) = \pm\frac{k}{e}\left(r+2+\ln\frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3 n}\right) \\ &\text{и} \\ \varkappa &= (r+2)\left(\frac{k}{e}\right)^2 Teun. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Если условие

$$\frac{\partial z}{\partial n} = 0 \tag{8}$$

дает действительно $\mu^* < -2$, то предположение будет оправдано.

Если подставить приведенные выше (7) приближенные значения в (5), то условие (8) даст трансцендентное уравнение для определения n или μ^*, которое можно решить графически. Можно пойти на дальнейшее упрощение, а именно, предположить, что при оптимальной концентрации электронов электронная теплопроводность составляет небольшую добавку к теплопроводности решетки (что, вообще говоря, непосредственно следует из графического решения уравнения (8)) и искать экстремальное значение $(\alpha^2\sigma)$, а затем учесть поправки методом последовательных приближений.

Условие $\frac{\partial(\alpha^2\sigma)}{\partial n} = 0$ дает

$$\left.\begin{aligned} \mu_0^* &= r, \\ \alpha_0 &= \pm 2\frac{k}{e} = \pm 172 \quad \mu\text{V град}^{-1}, \\ n_0 &= \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3} e^r = 2{,}5\cdot 10^{19}\left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{3/2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} e^r, \\ z_{max} &= 1{,}2\cdot 10^{-7}\frac{u}{\varkappa}\left(\frac{m}{m_0}\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} e^r, \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

где m_0 — масса свободного электрона, T_0 — комнатная тепература ($T_0 = 293°K$).

Полагая $u = 1000$ см² V⁻¹ сек⁻¹, $\varkappa_p = 2\cdot 10^{-2}$ W см⁻¹ град⁻¹, $m = m_0$ и $T = T_0$, получим $z = 2\cdot 10^{-3}$ град⁻¹, что соответствует значениям, наблюдаемым на опыте.

Выражение (9) для n_0 показывает, что для сохранения оптимальных условий для z в широком интервале температур концентрация носителей должна слабо меняться с температурой $n_0 \sim T^{3/2}$. Этому требованию не удовлетворяют обычные полупроводники, в которых концентрация носителей экспоненциально зависит от температуры, но достаточно хорошо удовлетворяют полуметаллы, в которых n не зависит от температуры.

Мы не будем здесь останавливатся на поправках, связанных с учетом теплопроводности и вырождения электронного газа.

Все расчеты были также проделаны по точным формулам, приведенным в начале статьи. Отметим только: 1) учет этих эффектов дает значения α_0, колеблющиеся в пределах $170 \div 400$ μV град⁻¹ в зависимости от r и отношения $\frac{u}{\varkappa_{\text{реш}}}$ и 2) в окрестности своего максимума z квадратично зависит от $(n - n_0)$ и поэтому, как показывает расчет, отступление от n_0 на 50% дает уменьшение z всего лишь на 6%.

Таким образом, условия для n_0 и α_0 не являются критичными, и по-

лученное выражение является достаточно точным для качественной оценки, а в большинстве случаев и для количественных расчетов.

Проведенный анализ показывает, что проблема нахождения материалов для термопар сводится к решению двух основных задач: 1) к отысканию веществ с максимальным отношением $\frac{u}{\varkappa_p}$ и путей для дальнейшего увеличения этого отношения; 2) к созданию в этих веществах концентрации носителей, удовлетворяющих условию (8).

Последнее удается осуществить двумя путями.

1. Целый ряд полупроводников с концентрацией носителей 10^{16} см$^{-3}$ и ниже удается превратить в полуметаллы с концентрацией носителей 10^{19} см$^{-3}$ введением соответствующих акцепторных и донорных примесей. Этот путь, однако, оказывается неэффективным для понижения концентрации носителей в веществах, в которых она слишком велика — порядка 10^{20}—10^{21} см$^{-3}$, так как акцепторные и донорные примеси не входят обычно в решетку в таком большом количестве. Между тем имеется целый ряд таких веществ, обладающих благоприятным отношением $\frac{u}{\varkappa_p}$.

2. В этом случае обычно удается добиться нужного результата путем соединения дырочного и электронного полуметаллов (или даже металлов), имеющих подобные решетки. Такие бинарные (или псевдобинарные) системы дают положительную или отрицательную ветвь термопары, в зависимости от того, какой из компонентов находится в избытке.

Согласно теории А. Ф. Иоффе, подтвержденной в настоящее время большим количеством экспериментального материала, минимальной теплопроводностью должны обладать вещества с большим теплосодержанием, т. е. низкой температурой Дебая и большой ангармоничностью колебаний (проявляющейся в наличии большого коэффициента теплового расширения). Этим требованиям удовлетворяют соединения и сплавы тяжелых элементов средних групп периодической системы.

Как показал В. П. Жузе, обобщив большой экспериментальный материал, эти же соединения, связь в которых носит промежуточный характер между валентной и металлической, обладают в то же время большой подвижностью; они, следовательно, наиболее благоприятны с точки зрения максимального отношения $\frac{u}{\varkappa_p}$.

Дальнейшее значительное увеличение отношения $\frac{u}{\varkappa_p}$ может быть достигнуто, как показали А. В. и А.Ф. Иоффе, путем введения нейтральных примесей, эффективных для рассеяния коротковолновых тепловых колебаний решетки и неэффективных для рассеяния по крайней мере в 10 раз более длинноволновых электронных волн.

Зависимость z от температуры также определяется температурным ходом изменения $\frac{u}{\varkappa_p}$, а именно, $z \sim T^{3/2} \frac{u}{\varkappa_p}$. Если отбросить случай $T < \theta$, не имеющий пока практического значения, то $\varkappa_p \sim \frac{1}{T}$ в случае рассеяния фононов на фононах, и $\varkappa \approx \text{const}$ в случае рассеяния на дефектах решетки. Оба эти закона подтверждены исследованиями Е. Д. Девятковой и П. В. Гультяева.

Исследования зависимости подвижности носителей от температуры для ряда полупроводниковых материалов, применяемых в термопарах, проведенные в лаборатории Ю. П. Маслаковца, дали закон $u \sim T^{-3}$ для PbS, PbSe, PbTe, Bi_2Te и $u \sim T^{-3/2}$ для SbZn и некоторых других соединений. При низких температурах, когда доминирующую роль играет рассеяние на ионах примесей, подвижность меняется по закону $u \sim T^{3/2}$.

Таким образом, для температурной зависимости z могут встретиться случаи, представленные в табл. 1.

Таблица 1

Температурная зависимость	Идеальная решетка $\varkappa \sim \frac{1}{T}$	Испорченная решетка $\varkappa = \mathrm{const}$
Рассеяние на ионах $u \sim T^{3/2}$	1. $z \sim T^4$	2. $z \sim T^3$
Атомная решетка $u \sim T^{-3/2}$	3. $z \sim T$	4. $z = \mathrm{const}$
$u \sim T^{-3}$	5. $z \sim T^{-1/2}$	6. $z \sim T^{-3/2}$

В настоящее время реализованы случаи 3, 4 и 5. Для генераторов, повидимому, является наиболее перспективным случай 2; для холодильников случай 6.

Значения z, характеризующие применяемые в настоящее время термопары, не являются предельными, например:

для отрицательной ветви термопары — теллуристый свинец — имеем

$$\alpha_1 \approx 170\ \mu\mathrm{V\ град}^{-1}, \quad \sigma_1 = 1000\ \mathrm{ом}^{-1}\ \mathrm{см}^{-1},$$
$$\varkappa_1 \approx 7 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{кал\ см}^{-1}\ \mathrm{сек}^{-1}\ \mathrm{град}^{-1}\ \text{и}\ z_1 \approx 1 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{град}^{-1};$$

для положительной ветви

$\alpha_2 = 170$, $\sigma_2 = 1000$, $\varkappa_2 = 4 \cdot 10^{-3}$ и $z_2 = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$ град$^{-1}$;

$$z_{\text{сред}} = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}{\left(\sqrt{\frac{\varkappa_1}{\sigma_1}} + \sqrt{\frac{\varkappa_2}{\sigma_2}}\right)^2} \approx 1{,}2 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{град}^{-1},$$

что дает для холодильника $(T_0 - T_1)_{max} = 50°$ и для генератора $\eta \sim 6\ \%$.

В настоящее время является вполне реальным, на основе применения разработанных материалов, получить $z \approx 2{,}5 \cdot 10^{-3}$, т. е. повысить эффективность термопар примерно в два раза.

2. Сравнение теории с экспериментом

На рис. 2 дано сравнение теоретической и экспериментальной зависимости $\alpha^2\sigma$ от T для трех образцов теллуристого свинца с различной кон-

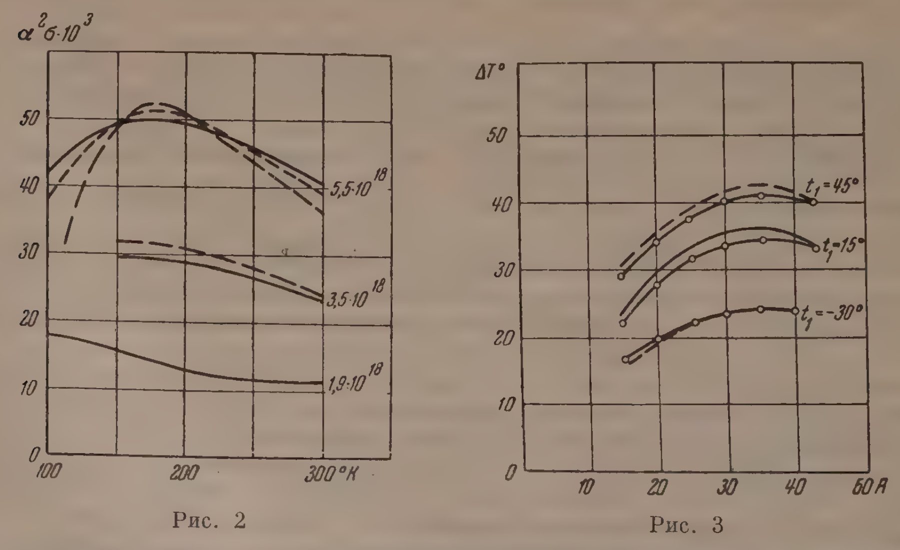


Рис. 2

Рис. 3

центрацией носителей, соответствующей оптимальному n_0, в различных интервалах температур: длинный пунктир — теоретические кривые по

приближенным формулам, короткий — по точным формулам (с учетом вырождения), сплошная линия — экспериментальные данные.

На рис. 3 дана зависимость разности температур на термопаре от тока (пунктиром обозначена теоретическая кривая). На рис. 4 представлена зависимость холодильного коэффициента от тока при разности температур на паре 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32 и 36°С (пунктиром даны теоретические кривые). На рис. 5 приведена зависимость холодильного коэффициента от разности температур (пунктиром — теоретическая кривая).

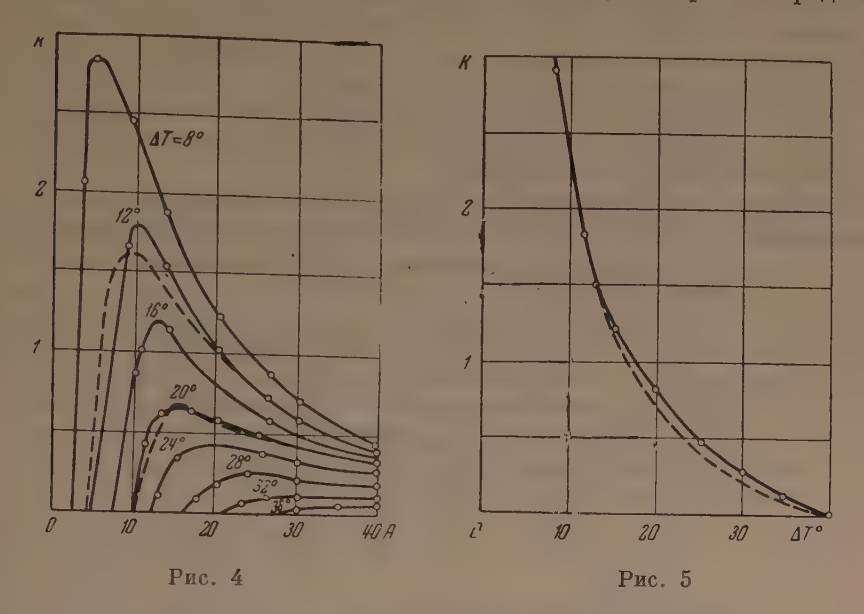


Рис. 4 Рис. 5

Можно добиться более глубокого охлаждения при заданном холодильном коэффициенте или большего холодильного коэффициента при заданной разности температур путем применения последовательного охлаждения (многокаскадных батарей). Практически, однако, пока применение более чем трех каскадов не является рациональным.

На основании приведенных графиков можно сделать вывод, что основные положения теории хорошо согласуются с опытом.

Таблица 2

Максимальное снижение температуры, °С

	T_0	T_1	$(T_0-T_1)_{max}$
1 каскад	34	—14	48
2 каскада	47	—14	61
3 каскада	25	—45	70
Юсти [2]	10	—14	24
Гольдсмид и Дуглас [3] . .	12	—14	26

В табл. 2 приведены данные максимального охлаждения, полученного вблизи комантной температуры. Для сравнения приведены данные иностранных авторов: Юсти [2], Гольдсмида и Дугласа [3]. Зависимость оптимального охлаждения ΔT_{max} от температуры горячих спаев для одного и двух каскадов термобатареи дана на рис. 6 (теоретическая кривая для одного каскада обозначена пунктиром).

3. Практическое применение

1. В конце 1953 г. Институтом полупроводников АН СССР совместно с Ленинградским холодильным институтом была изготовлена небольшая модель домашнего холодильника с охлаждаемым объемом 10 л. Термобатарея потребляла 25 W и обеспечивала температуру воздуха внутри шкафа 4° при температуре воздуха в комнате 27°. Холодильный коэффициент батареи составлял 20% при разности температур на батарее 40°. Испытания шкафа выявили целый ряд конструктивных недостатков, в результате которых рабочее снижение температуры (23°) было приблизительно в два раза меньше разности температур на батарее.

В настоящее время совместно с Лениградским холодильным институтом разрабатывается модель холодильного шкафа с объемом холодильной камеры

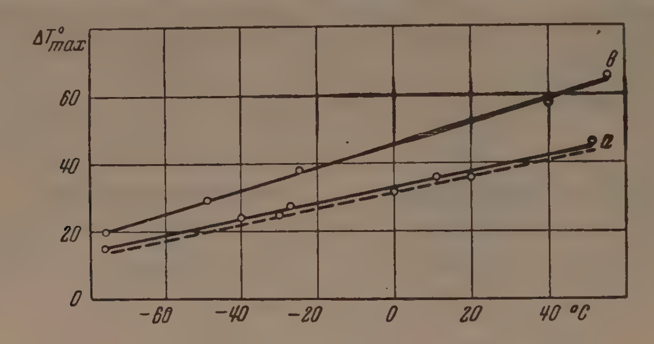


Рис. 6. Зависимость максимального охлаждения от температуры горячего слоя: *а* — для однокаскадной батареи, *в* — для двухкаскадной батареи

60 л, в которой учтены вышеупомянутые недостатки, а также использованы достижения в разработке термопар за 1954 г. В силу этого холодильный коэффициент шкафа должен возрасти до 30%.

2. Совместно с Главной геофизической обсерваторией разработан прибор для измерения влажности воздуха по точке росы, обладающей рядом больших преимуществ по сравнению с гигрометрами и психрометрами, особенно в области отрицательных температур и на движущихся объектах.

3. Институтом полупроводников совместно с рядом отраслевых институтов проводится работа по использованию термоэлектрического охлаждения для понижения и стабилизации температуры элементов радиотехнических схем и электронных устройств. Некоторые из этих работ находятся в настоящее время в стадии внедрения.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику А. Ф. Иоффе, под чьим непосредственным руководством проводилась настоящая работа.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Иоффе А. Ф., Энергетические основы термобатарей из полупроводников.— Изд. АН СССР, М., 1956.
2. Justi E., Kältetechnik, 6, 150 (1953).
3. Goldsmid H. Y., Douglas R. W., Brit. J. of Appl. Phys., 3, 386 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Е. Ф. ГРОСС

СПЕКТР ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭКСИТОНОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Хорошо известно, что у кристаллов наблюдаются широкие области непрерывного спектра, так называемого собственного или основного поглощения света, где коэффициент поглощения достигает обычно очень большой величины — порядка 10^5—10^6 $см^{-1}$. Со стороны длинных волн область сплошного поглощения имеет край (границу), который у некоторых кристаллов обрывается очень резко. Положение длинноволновой границы поглощения в спектре зависит от вещества кристалла и определяется, как известно, шириной запретной зоны в кристалле.

Основное поглощение связано у многих веществ с внутренним фотоэлектрическим эффектом. При этом фотоэффект возбуждается главным образом длинами волн, попадающими на длинноволновой край основного поглощения. Например, это ясно видно из рис. 1, на котором представлена кривая поглощения *а* и кривая спектрального распределения внутреннего фотоэффекта *б* в кристалле закиси меди по данным А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе [1]. Это эмпирическое правило было установлено еще Гудденом и Полем [2] в 1923 г. Однако до сих пор остается невыясненной причина резкого уменьшения фоточувствительности в области сильного поглощения в основной полосе. Гудден [3] считал это явление загадочным. Как известно, Я. И. Френкель в 1931 г. ввел [4] понятие экситона для объяснения поглощения света в основной полосе без возникновения фотопроводимости.

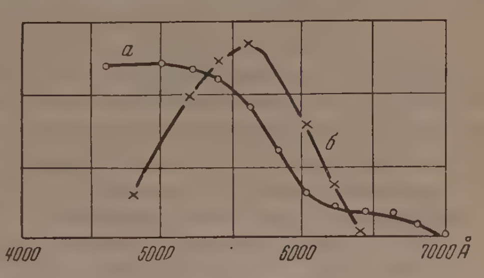


Рис. 1. *а* — кривая поглощения, *б* — кривая спектрального распределения фотопроводимости в кристалле Cu_2O по данным А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе [1]

В связи с этим явлением мы предприняли в Физико-техническом институте Академии наук СССР систематические исследования спектров поглощения кристаллов для того, чтобы получить подробные сведения об энергетических уровнях электронов в кристаллических решетках.

При выборе объекта исследования мы остановились в первую очередь на кристалле закиси меди (Cu_2O). Выбор этого объекта определялся следующими соображениями. Электрические свойства закиси меди как «классического» полупроводника были уже давно подробно изучены. В последнее время (в 1947—1950 гг.) в Физико-техническом институте были проведены тщательные исследования фотоэлектрических свойств этого кристалла В. П. Жузе и М. С. Рывкиным [5], которые пришли к выводу о примесном характере фотопроводимости Cu_2O. При этом Жузе и Рывкин впервые указали [6] на роль экситонов в явлении внутреннего фотоэлектрического эффекта. Для внешнего фотоэффекта экситонный механизм был предложен Апкером и Тафтом [7].

В зависимости от расположения электронных уровней в кристалле поглощение света может наблюдаться в различных спектральных областях. В кристалле Cu_2O на основании исследований фотопроводимости

Жузе и Рывкина [5, 6] следует ожидать, что поглощение света может быть связано с электронными переходами, схематически показаными на рис. 2. Разность энергий между уровнями при электронных переходах типа *а* или *б* относительно больше, чем при переходах типа *в* или *г*. Энергии переходов *в* и *г* малы, и поэтому связанное с ними поглощение света можно ожидать в длинноволновой (инфракрасной) части спектра. Поглощение же света, связанное с переходами типа *а* и *б*, должно наблюдаться вблизи от границы основной полосы поглощения (для Cu_2O около $\lambda = 6300$ Å), с длинноволновой ее стороны.

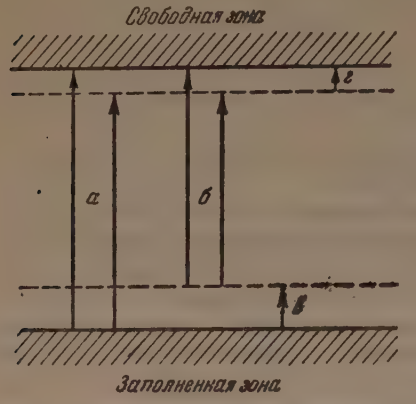


Рис. 2. Схема электронных уровней в кристалле Cu_2O по данным для фотопроводимости Жузе и Рывкина [5,6]

Поглощение света в Cu_2O было изучено мало. Видимая область спектра была исследована А. В. Иоффе и А. Ф. Иоффе [1], М. Пигаревым и С. Голубом [8] и Мёнхом [9].

Для того чтобы иметь возможность исследовать длинноволновой край основного поглощения более тщательно, мы воспользовались в наших опытах спектральными приборами, дисперсия которых (25 Å мм$^{-1}$ в области $\lambda = 6300$ Å) приблизительно в 10 раз превышала дисперсию тех приборов, с которыми были выполнены прежние исследования. Большая дисперсия спектрального прибора дала возможность наблюдать край собственного поглощения кристалла Cu_2O в увеличенном масштабе. Благодаря этому удалось заметить явления, ускользавшие при наблюдениях с приборами малой дисперсии.

Наши первые опыты по исследованию края основного поглощения в закиси меди проводились при комнатной температуре ($t = 20°$C) с крупнокристаллическими пластинками Cu_2O различной толщины (от нескольких десятков до нескольких сотен микрон). В этих опытах, проведенных автором совместно с Н. А. Каррыевым, было обнаружено [10], что край собственного поглощения кристалла Cu_2O имеет сложное строение. Поглощение света около края не возрастает непрерывно с уменьшением длины волны, а имеет ступенчатый характер. Наблюдаются две резкие границы, где кривая поглощения претерпевает излом и образует как бы ступеньку. Эти границы при $t = 20°$C расположены: 1) у $\lambda = 6371$ Å (1,945 eV) и 2) у $\lambda = 6284$ Å (1,942 eV), так что ширина ступеньки составляет около 87 Å (0,027 eV).

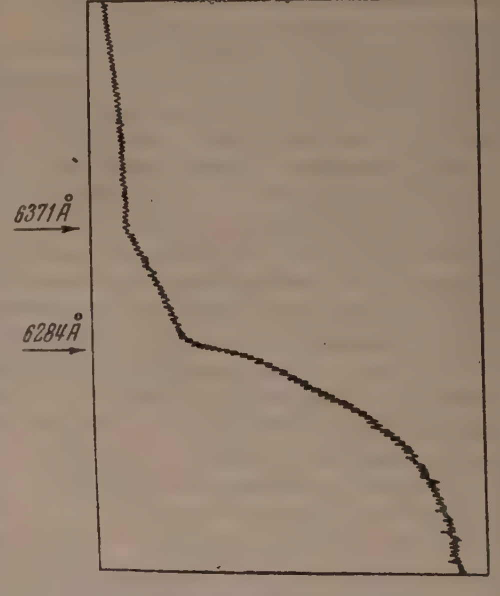


Рис. 3. Микрофотограмма «ступеньки» на краю кривой поглощения кристалла Cu_2O при температуре $t = 20°$

Поглощение света в области ступеньки между этими границами относительно невелико. За границей ступеньки ($\lambda = 6284$ Å) в сторону

коротких волн поглощение начинает быстро возрастать, и кривая поглощения круто поднимается вверх. Все эти влияния отчетливо видны на рис. 3, где представлена микрофотограмма спектра поглощения у края основной полосы Cu_2O.

У обоих краев ступеньки наблюдается еще одно интересное явление: перед каждой границей ступеньки со стороны длинных волн на фоне поглощения видна светлая узкая линия. Эти линии непосредственно примыкают к границам, где наблюдаются резкие изломы на кривой поглощения. Таким образом, светлые линии расположены у $\lambda = 6371$ Å и $\lambda = 6284$ Å и представляют собой узкие линии излучения*.

При понижении температуры кристалла край основного поглощения кристалла Cu_2O вместе со ступенькой и ее резкими границами смещается в коротковолновую сторону спектра. Поглощение света на ступеньке очень сильно зависит от температуры и очень быстро уменьшается (по-видимому, по показательному закону) по мере охлаждения кристалла. Границы (изломы) поглощения у краев ступеньки смещаются и остаются резкими при охлаждении кристалла до температуры жидкого азота ($T = 77,3$°K). При $T = 77,3$°K границы ступеньки расположены: 1) у $\lambda = 6164$ Å (2,010 eV) и 2) у $\lambda = 6086$ Å (2,034 eV). Расстояние между первой и второй границами, т. е. ширина ступеньки, при $T = 77,3$°K равно 78 Å (0,024 eV). Таким образом, ширина ступеньки мало меняется с температурой. Поглощение же в ней ослабляется при $T = 77,3$°K настолько сильно, что она становится мало заметной при этой температуре.

Результаты, описанные выше, были получены независимо от нас японскими авторами Хайяши и Катсуки [12]. Эти авторы сообщали в своей работе, что они наблюдали только границы (края) поглощения (absorbtion edges) в спектре поглощения закиси меди.

Нам удалось продвинуться дальше в изучении структуры края основного поглощения кристалла Cu_2O и обнаружить новое интересное явление. По мере снижения температуры край основного поглощения кристалла Cu_2O вместе с областью ступенчатого поглощения, как указано выше, смещается в коротковолновую сторону (в оранжевую часть), и на сплошном фоне ступеньки, сильно ослабевающем при низких температурах, выступает очень узкая линия поглощения [13]. Эта линия при температуре $T = 77,3$°K становится чрезвычайно резкой и тонкой, так что ее ширина становится сравнимой с шириной узких линий в атомных спектрах. Положение ее сильно зависит от температуры, и при охлаждении кристалла Cu_2O она вместе со ступенькой перемещается в коротковолновую часть спектра. При температуре $T = 77,3$°K эта линия расположена при $\lambda = 6125,3$ Å (табл. 1, $n = 1$).

При понижении температуры не только сильно уменьшается коэффициент поглощения света на ступеньке, но чрезвычайно сильно ослабяется и сплошной спектр за ступенькой, так что граница начала сильного поглощения отодвигается в коротковолновую часть спектра быстрее, чем передвигается ступенька. Вследствие ослабления сплошного спектра при понижении температуры в желтой части спектра постепенно открывается серия отдельных линий поглощения, расположенных перед краем сильного поглощения. Эти линии при температре $T = 77,3$°K делаются очень узкими. Нам удалось обнаружить пять узких линий, последовательно сближающихся с увеличением частоты, т. е. всего шесть линий с первой линией на фоне ступеньки. Положение линий существенно зависит от температуры, так что вся серия линий смещается в коротковолновую часть спектра при охлаждении кристалла. Расположение всех шести наблюденных нами линий в спектре при $T = 77,3$°K указано в табл. 1

---

* Светлые линии у краев ступеньки наблюдали также и Никитин с сотрудниками [11].

Таблица 1

Положение линий желтой серии экситона в спектре поглощения Cu_2O при $T = 77,3°$ K

Квантовые числа n	Длины волны λ_n, Å	Энергия, eV	Частота ν_n, см$^{-1}$	$\Delta\nu_n$, см$^{-1}$	
				набл.	выч.
1	6125,3	2,0234	16325,7	1134,3	785
2	5792,7	2,1396	17263,2	196,8	196,3
3	5756,6	2,1530	17371,2	88,8	87,2
4	5743,8	2,1578	17410,1	49,9	49,1
5	5738,1	2,1599	17427,5	32,5	31,4
6	5734,1	2,1615	17439,4	20,6	21,8
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
∞	5727,4	2,1640	17460	0	0

(n от 1 до 6). На рис. 4 приведена спектрограмма желтой серии линий поглощения в Cu_2O.

При повышении температуры к 0° С линии расширяются и становятся малозаметными на фоне непрерывного поглощения, сильно возрастающем в интенсивности при повышении температуры и надвигающемся со стороны коротких волн. Расширение линий происходит несимметрично, больше в длинноволновую часть спектра. Коротковолновая сторона линий при этом остается более резкой.

Система сближающихся узких линий сходится к границе, за которой начинается сплошной спектр поглощения. Граница континуума расположена около $\lambda = 5727,4$ Å (табл. 1, $n = \infty$). Дискретные линии с непрерывным спектром за ними образуют последовательность, имеющую вид серии, наблюдаемой в линейчатых спектрах поглощения атома (иона) вблизи границы серии.

Мы попытались найти закономерность в чередовании узких линий в спектре поглощения кристалла закиси меди, аналогичную сериальной. Оказалось, что частоты ν_n новых линий удовлетворяют простому сериальному соотношению:

$$\nu_n = A - \frac{B}{n^2} = \nu_\infty - \frac{B}{n^2} = 17460 - \frac{785}{n^2}\ \text{см}^{-1};\ n = 1, 2, 3, 4, 5, 6\ \ldots, \quad (1)$$

где n — квантовое число; A и B — постоянные, причем $A = \nu_\infty$ имеет значение границы серии ($n = \infty$), т. е. соответствует красной границе фотодиссоциации системы зарядов в кристаллической решетке, которая вызывает появление серии линий в спектре Cu_2O.

В табл. 1 приведены полученные на опыте значения частот ν_n линий серии. Здесь же сопоставлены в волновых числах наблюденные и вычисленные разности $\Delta\nu_n$ между частотой ν_∞ границы серии и частотами ν_n линий серии:

$$\Delta\nu_n = \nu_\infty - \nu_n = \frac{B}{n^2};\ n = 1, 2, 3, 4, 5, 6.$$

Как видно из табл. 1, согласие между экспериментальными и вычисленными значениями частот ν_n очень хорошее. Исключение составляет расхождение между числами для первой линии серии ($n = 1$), которое особенно ясно выступает у разностей $\Delta\nu_1$.

Соотношение (1) и табл. 1 показывают, что серия линий, наблюдающихся в кристалле Cu_2O, имеет водородоподобный характер. Сплошной

спектр за границей серии линий следует связывать с отрывом электрона, происходящим в результате фотодиссоциации системы зарядов, вызывающей серию линий в спектре кристалла.

Существование узких линий поглощения в кристаллах при низких температурах неоднократно наблюдалось, например, у молекулярных кристаллов (Обреимов и Прихотько [14, 15], Шпольский [16]) в щелочно-галоидных солях, окрашенных и с примесями металлов (например, в KJ—Tl, Юстер и Дельбек; Прингсхейм [17]), в солях редких земель и т. д.

Однако до сих пор в кристаллах группы линий, удовлетворяющих сериальным закономерностям, никогда не наблюдались.

Исследования, описанные выше, устанавливают новый интересный факт, что в твердом теле могут наблюдаться серии узких линий с большим числом членов, закономерно сходящихся к границе серии, аналогичные тем, которые наблюдаются в свободных атомах и ионах.

Отсюда естественно встает вопрос: как возникает в кристаллической решетке закиси меди водородоподобная серия и чем она вызвана? Положение серии линий в спектре непосредственно около длинноволнового края собственного поглощения решетки и большой коэффициент поглощения в линиях серии позволяют считать, что явление связано с основной решеткой кристалла закиси меди, а не с ее локальными нарушениями и отступлениями от стехиометрических соотношений*. Сериальная закономерность (1) водородоподобного атома в чередовании линий серии показывает, что система электрических зарядов в кристалле, вызывающая появление водородоподобной серии, связана силами Кулона.

Все эти соображения привели нас к мысли, что водородоподобная серия узких линий в закиси меди вызвана поглощением света, связанным с возбуждением экситонов в решетке Cu_2O.

Представление об экситоне как о возбужденном состоянии решетки, которое может перемещаться, блуждать по кристаллу, было создано Я. И. Френкелем [4] в 1931 г.

После работ Френкеля экситоны и их свойства изучались Ванниером [18], Моттом [19], Слэтером и Шокли [20], Франком и Теллером [21] и Зейтцем [22]. В последнее время различные свойства экситонов рассматривались Зейтцем [23, 24], а также Хеллером и Маркусом [25], Ансельмом и Фирсовым [26], Самойловичем и Коренблитом [27], Самойловичем и Кононовой [28], Давыдовым [29], Дыкманом и Пекаром [30] и Дыкманом [31].

Ванниер [18] и Мотт [19] рассматривают экситон как квази-водородный атом, в котором электрон и дырка, связанные силами Кулона, вращаются вокруг их общего центра тяжести.

Связанные экситонные состояния электрона и дырки характеризуются дискретными энергетическими уровнями водородоподобного атома. Спектр поглощения такой системы должен поэтому состоять из дискретных линий**, соответствующих переходам системы под воздействием света в различные возбужденные состояния экситона. В этих состояниях экситон не является носителем тока. Фотопроводимость должна возникать, когда свет более высокой частоты сможет диссоциировать экситон и перевести в состояние со свободными электроном и дыркой, когда они становятся носителями тока.

---

* Известно, что в кристалле закиси меди обычно имеется избыток кислорода, который может быть удален продолжительным прокаливанием Cu_2O при высоких температурах в вакууме. Несмотря на такую обработку кристалла Cu_2O, серия линий поглощения сохранялась в спектре Cu_2O. Это показывает, что происхождение серии не связано с избытком кислорода в кристалле.

** Возможность существования узких линий в спектрах поглощения кристаллов была показана также Пайерлсом [32].

Отсюда следует, что дискретные энергетические уровни возбужденных состояний экситона должны быть расположены ниже края свободной зоны, а красная граница фотодиссоциации экситона должна совпадать с ее нижним краем (определенным из оптических данных *). Отсюда видно, что дискретные линии поглощения света, соответствующие переходам электронов в экситонные состояния, должны быть расположены в спектре с красной стороны края основного поглощения и сходиться к границе серии, расположенной на краю основного поглощения.

Из теоретических соображений для частот спектра поглощения экситона следует сериальная зависимость, характерная для водородоподобного атома

$$\nu_n = \nu_\infty - \frac{R'}{n^2},$$

где ν_n — частота n-ой линии поглощения в спектре экситона; ν_∞ — постоянная, имеющая значение частоты границы серии в спектре поглощения экситона, что соответствует энергии фотодиссоциации экситона; n — квантовое число, принимающее значения целых чисел 1, 2, 3, ...; R' — величина, определяемая соотношением

$$R' = \frac{R(\mu/m)}{n_0^4},$$

где R — постоянная Ридберга, n_0 — показатель преломления, m — масса электрона в вакууме, μ — приведенная эффективная масса экситона:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}$$

(μ_1 и μ_2 — эффективные массы электрона и дырки).

Если обратиться теперь к результатам описанных выше опытов, то оказывается, что экспериментальные данные находятся в очень хорошем согласии с представлениями об экситоне. Далее, данные опытов позволяют определить для Cu_2O из значений константы B серии экситона приведенную массу экситона μ и из нее вычислять или эффективную массу μ_1 электрона, или эффективную массу μ_2 дырки, если другая из этих величин известна. Принимая $\mu_2 \approx 1$** и $n_0 = 2{,}5$, получаем из данных для спектра экситона значение для $\mu_1 = 0{,}4$.

Таким образом, из спектра экситона получаются разумные значения для эффективных масс, что указывает на хорошее согласие теории с опытом.

На основании вышеизложенного нужно сделать заключение, что наблюденная нами [10,13] на опыте водородоподобная серия узких линий в желтой части спектра поглощения кристалла закиси меди представляет собой оптический спектр экситона и является прямым доказательством существования экситонов в кристаллической решетке.

Эти результаты были получены нами еще весной 1951 г.*** Несколькими месяцами позже факт существования водородоподобной серии узких ли-

---

* Определение края зоны из спектроскопических данных может не совпадать с полученными термическим путем.

** Значение $\mu_2 \approx 1$ можно принять как среднее из значений для $\mu_2 = 1{,}5$—$1{,}8$, полученных из данных для F-центра в кристалле Cu_2O и значений $\mu_2 = 0{,}5$, полученнных из рассмотрения термоэлектродвижущей силы и эффекта Холла. Эти данные любезно сообщили нам С. И. Пекар и В. П. Жузе.

*** Результаты этих исследований были доложены 19 сентября 1951 г. в Физико-техническом институте АН СССР в Ленинграде и 12 декабря 1951 г. в Физическом институте АН УССР в Киеве.

ний в твердом теле, установленный нашими опытами [10, 13] с кристаллами закиси меди, был подтвержден работой японских физиков Хайяши и Катсуки [33], которые наблюдали в закиси меди в желтой части спектра серию линий, ошибочно приписав ее полярону (self-trapped eletcron). В 1954 г. наши опыты с закисью меди были повторены во Франции и получили новое подтверждение в работах Никитина с группой сотрудников [11].

Возбуждение экситона в кристаллической решетке под воздействием квантов света может быть представлено схемой, изображенной на рис. 5. В отличие от атома водорода для создания экситона необходимо затратить энергию ν_1 — энергию образования экситона в состоянии $n = 1$*. Теория не дает этой величины, но ν_1 может быть определена экспериментально из спектра экситона так же, как и величина ν_∞ фотодиссоциации экситона. Для закиси меди Cu_2O $\nu_1 = 2{,}023$ eV, $\nu_\infty = 2{,}164$ eV. Частота первого члена серии экситона определяет наименьшую энергию образования экситона. Экситон может быть создан в возбужденных состояниях, для чего требуются бо́льшие энергии (рис. 5).

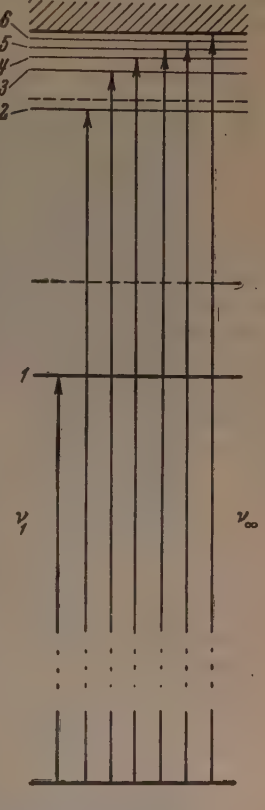


Рис. 5. Схемы возникновения экситона в кристаллической решетке

Из сравнения спектра экситона со спектром атома водорода по разностям $\Delta\nu_n = \nu_\infty - \nu_n$, приведенным в последнем столбце табл. 1, видно, что имеют место значительные отступления от водородоподобности у первого члена серии экситона $n = 1$. Отсюда следует, что кулонов закон взаимодействия между дыркой и электроном в кристалле, как диэлектрической среде, введенный Моттом [19], $V = \frac{e^2}{r \cdot n_0^2}$, не выполняется для малых орбит экситона. Соответствующие уровни энергии экситона лежат глубже, чем водородные, которые показаны на рис. 5 пунктиром.

По представлениям Я. И. Френкеля [4], в кристалле могут быть два основных типа экситонов, которые он называл «свободными» и «прилипшими». Эти два типа экситонов были рассмотрены в последнее время А. С. Давыдовым [29] для случая молекулярных кристаллов («свободные» и «локализованные» экситоны) и И. М. Дыкманом и С. И. Пекаром [30] и И. М. Дыкманом [31] для ионных кристаллов («неполяризующие» и «поляризующие» экситоны).

Очень малая ширина не только первой, но и других линий желтой серии экситона в кристалле закиси меди приводит к заключению, что экситон в кристалле Cu_2O быстро перемещается, мигрирует по кристаллу, т. е. является свободным, неполяризующим экситоном.

Для дальнейшего изучения обнаруженных явлений было интересно продвинуться дальше в область сплошного поглощения закиси меди за границу серии узких линий экситона. Исследование этой области пред-

---

* Если бы число экситонов в состоянии с квантовым числом $n=1$ было достаточно велико, то могла бы наблюдаться серия переходов из состояния экситона с $n=1$ в возбужденные состояния с квантовыми числами $n = 2, 3, 4, \ldots$ Эта серия линий, подобная серии Лаймана атома водорода, должна лежать в инфракрасной части спектра. Возможно, что у некоторых кристаллов с очень узкой запрещенной зоной концентрация экситонов, возбужденных термически, может быть достаточно большой, чтобы можно было наблюдать эту «инфракрасную серию» экситона.

ставляет большие трудности из-за очень большого коэффициента поглощения. Все же при очень большой экспозиции уже в первых наших опытах мы обнаружили [13] неоднородность в сплошном спектре поглощения Cu_2O за границей желтой серии экситона. Сильное сплошное поглощение, начинающееся сразу же за серией линий, постепенно немного ослабевает при продвижении в коротковолновую часть и достигает некоторого широкого минимума, расположенного при $T = 77{,}3°$ K около $\lambda = 5500$ Å (2,25 eV). Это указывало на какую-то неоднородную структуру свободной зоны в кристалле закиси меди. Поэтому мы, совместно с Б. П. Захарченя, предприняли [34] новые исследования этого явления с тонкими пластинками. Осторожной полировкой удавалось довести пластинки закиси меди до толщины около 20 μ.

В спектре поглощения тонких пластинок Cu_2O при температуре жидкого азота ($T = 77{,}3°$ K) за минимумом поглощения с коротковолновой стороны от желтой серии открывается новая, «зеленая», серия узких линий, сходящихся в коротковолновую сторону к границе, за которой наблюдается сплошное поглощение [34]. Нам удалось наблюдать на спектрограмме четыре линии второй серии. Поглощение света в линиях зеленой серии значительно больше, чем в линиях желтой серии, и они более широки. Измерения показали, что частоты ν_n этих четырех линий также хорошо удовлетворяют сериальной закономерности водородоподобного атома

$$\nu_n = \nu_\infty - \frac{B}{n^2} = 18507 - \frac{1246}{n^2}\ \text{см}^{-1};\quad n = 2, 3, 4, 5, \ldots \qquad (2)$$

Мы не могли обнаружить при температуре жидкого азота ни визуально, ни на спектрограммах линию, которую можно было бы интрепертировать как первый член $n = 1$ зеленой серии.

На рис. 6 приведен участок спектра, на котором видны обе серии и представлена зеленая серия в увеличенном виде.

В табл. 2 приведены частоты ν_n линий зеленой серии, а также разности $\Delta\nu_n$ между частотами ν_∞ границы серии и частотами ν_n наблюденных линий:

$$\Delta\nu_n = \nu_\infty - \nu_n = 18507 - \nu_n.$$

Разности $\Delta\nu_n$, полученные из эксперимента, сопоставлены в табл. 2 со значениями $\Delta\nu_n$, вычисленными из соотношения (2):

$$\Delta\nu_n = \frac{B}{n^2} = \frac{1246}{n^2},\ n=2, 3, 4, 5,\ldots$$

Как видно из табл. 2, частоты второй серии также очень хорошо удовлетворяют сериальной закономерности водородоподобного атома.

Мы полагаем, что вторая водородоподобная серия в закиси меди вызывается так же, как и первая серия, экситонами в кристаллической решетке Cu_2O.

Обращает на себя внимание тот факт, что разность частот границ желтой и зеленой экситонных серий $\delta\nu = 0{,}131$ eV в пределах ошибок измерений совпадает с энергией одной из полос инфракрасного поглощения в Cu_2O [10], равной 0,138 eV.

Зеленую серию в закиси меди также наблюдали японские авторы Хайяши и Катсуки [33], которые относят ее к экситону. Желтую же (первую) серию в Cu_2O Хайяши и Катсуки связывают с поляроном (self-trapped electron), что является ошибочным по следующим соображениям.

1. Энергия диссоциации полярона порядка десятых электрон-вольта [36], поэтому спектр поглощения света поляроном должен быть расположен в инфракрасной области, а не в видимой части, как желтая серия в Cu_2O, с энергией возбуждения порядка 2 eV.

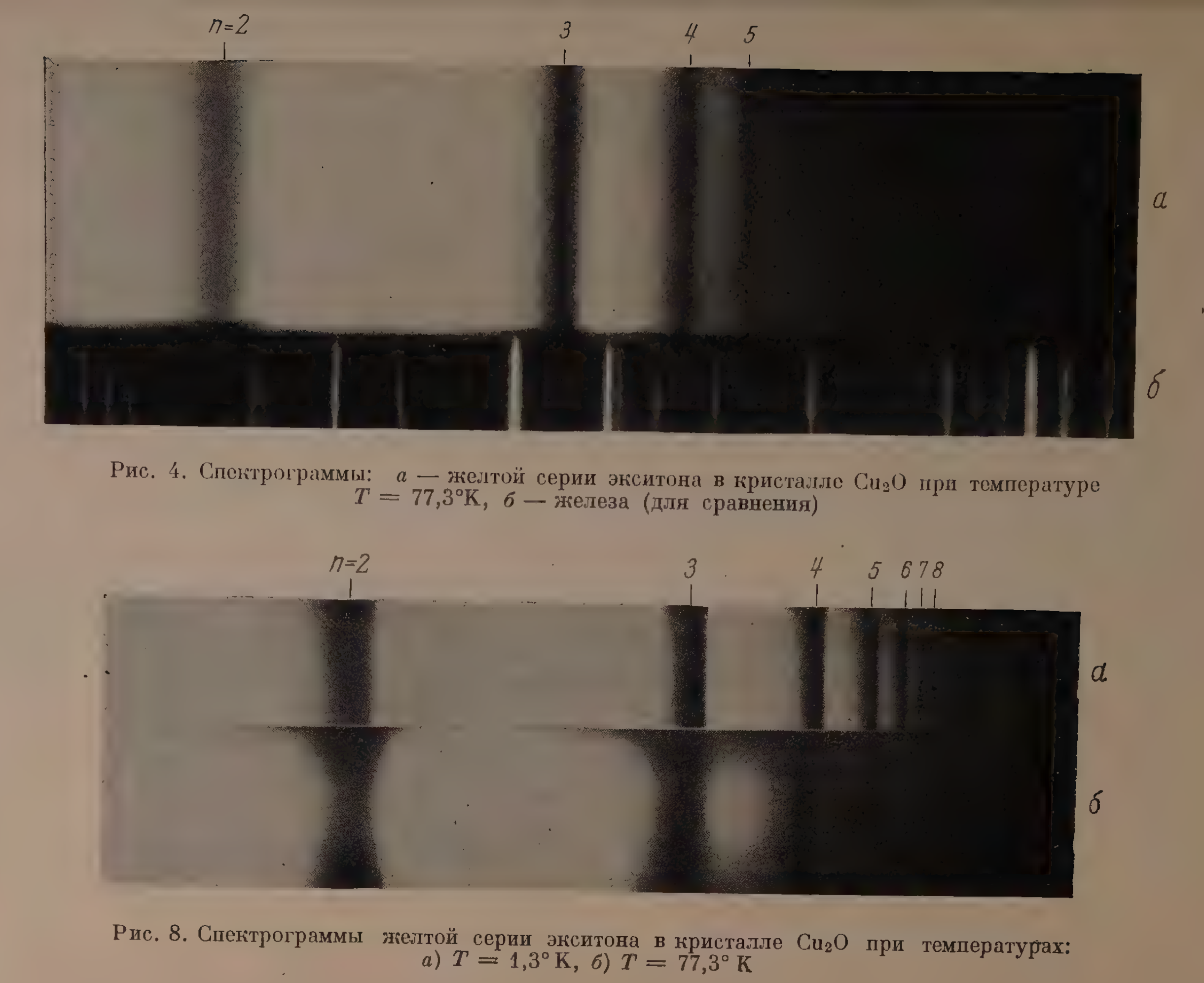


Рис. 4. Спектрограммы: *а* — желтой серии экситона в кристалле Cu_2O при температуре $T = 77{,}3°K$, *б* — железа (для сравнения)

Рис. 8. Спектрограммы желтой серии экситона в кристалле Cu_2O при температурах: *а*) $T = 1{,}3° K$, *б*) $T = 77{,}3° K$

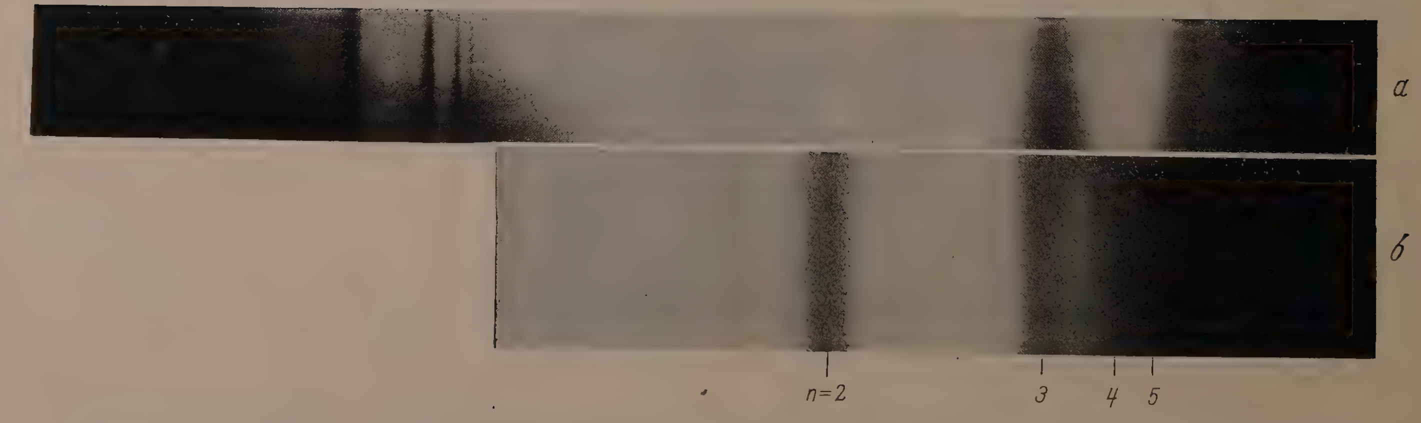


Рис. 6. Спектрограммы: *а*—желтой и зеленой серий в кристалле Cu_2O и *б* — зеленой серии в увеличенном виде, при температуре $T = 77{,}3°$ K

Таблица 2

Положение линий зеленой серии экситона в спектре поглощения Cu_2O при $T = 77{,}3°$ К

Квантовые числа n	Длины волн λ_n, Å	Энергия, eV	Частота ν_n, см$^{-1}$	$\Delta\nu_n$, см$^{-1}$	
				набл.	выч.
1	—	—	—	—	1246
2	5496	2,255	18195	312	311
3	5444	2,277	18369	138	138
4	5426	2,284	18429	78	77
5	5419	2,287	18454	53	50
.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.
∞	5404	2,294	18507	0	0

2. По своей поляризационной природе полярон тесно связан с колебаниями решетки, и поэтому оптический спектр его возбуждения должен состоять в основном из одной широкой полосы, как у F-центров [24, 36], а не из нескольких очень узких линий, как у желтой серии.

3. При понижении температуры поглощение света, вызванное поляронами, должно очень сильно уменьшаться, так как концентрация поляронов в кристалле убывает по показательному закону [36]. Ничего подобного не наблюдается у желтой серии Cu_2O.

В дальнейших опытах, проведенных совместно с Б. П. Захарченя и Н. М. Рейновым, мы подвергли кристалл закиси меди более глубокому охлаждению в жидком гелии и увеличили дисперсию призменного спектрографа до 7 Å мм$^{-1}$ в области около $\lambda = 5800$ Å. При охлаждении кристалла закиси меди до температуры жидкого гелия $T = 4{,}2°$ К [37] линии как желтой, так и зеленой серии становились значительно у́же, чем при температуре жидкого азота, и обе серии линий смещались дальше в коротковолновую часть спектра. Была обнаружена [37] еще новая граница (ступенька), где сплошное поглощение претерпевает скачок, расположенная при $\lambda = 5841$ Å (2,1219 eV), и еще одна очень слабая линия на этой ступеньке при $\lambda = 5817$ Å (2,1306 eV). Мы предполагаем, что эта линия является первым членом ($n = 1$) зеленой серии экситона.

Частоты линий как желтой, так и зеленой серий при $T = 4{,}2°$ К (кроме первых членов) хорошо удовлетворяют водородоподобной сериальной зависимости:

$$\text{для желтой серии } \nu_n = 17523{,}3 - \frac{780{,}7}{n^2};\ n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (1')$$

$$\text{для зеленой серии } \nu_n = 18587 - \frac{1200}{n^2};\ n = 1, 2, 3, \ldots \qquad (2')$$

При температуре жидкого гелия в спектре поглощения кристалла Cu_2O мы обнаружили [37] еще семь слабых тонких линий поглощения, расположенных между линиями желтой серии экситона, как показано на рис. 7. Частоты новых линий указаны в табл. 3.

Далее были предприняты исследования спектра поглощения кристалла Cu_2O со спектрографом с диффракционной решеткой, дающим дисперсию около 4 Å мм$^{-1}$. Кроме того, кристалл Cu_2O охлаждался до еще более низких температур, которые можно достичь испарением жидкого гелия при низких давлениях.

При температуре $T = 1{,}3°$ К, когда линии спектра экситона становятся еще более узкими, можно было наблюдать [38], что некоторые члены желтой серии экситона начиная со второго, имеют тонкую структуру.

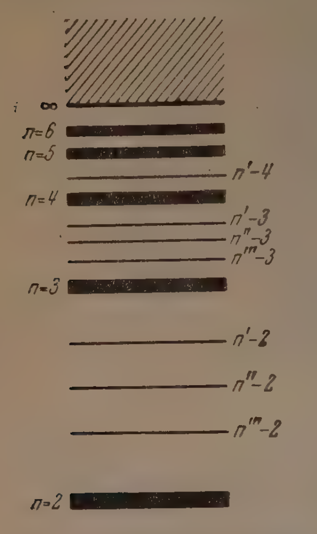


Рис. 7. Схема расположения слабых линий поглощения между членами желтой серии экситона при температуре $T = 4{,}2°$ К

При $T = 1{,}3°$ К, благодаря сужению линий и очень сильному ослаблению сплошного спектра, мы смогли хорошо наблюдать высшие члены желтой серии экситона вблизи границы серий до 9-го члена серии включительно*. На рис. 8 приведена спектрограмма *а* желтой серии экситона при $T = 1{,}3°$ К. С нею сопоставлена спектрограмма *б* той же серии при температуре $T = 77{,}3°$ К, полученная с той же пластинкой Cu_2O толщиной 160 микрон. Из этих спектрограмм видно, как сильно ослабляется при переходе от $T = 77{,}3°$ К к $T = 1{,}3°$ К сплошной спектр, налагающийся на серию, и как сужаются линии серии при температуре $T = 1{,}3°$ К.

В табл. 4 (второй столбец) приведены измерения наблюденных нами членов желтой серии экситона при $T = 1{,}3°$ К. Измерения относятся к серединам линий серии без учета их тонкой структуры.

Сужение линий поглощения при $T = 1{,}3°$ К позволяет измерить линии серии, в особенности ее высшие члены $n = 7$ и $n = 8$, с относительно большой точностью. Можно использовать измерения этих членов серии, для которых водородоподобность должна хорошо соблюдаться, для вычислений** постоянных ν_∞ и R сериальной зависимости частот желтой серии. Получается выражение

$$\nu_n = 17524{,}5 - \frac{710{,}5}{n^2}; \; n = 1, 2, 3, \ldots$$

Вычисленные по этой формуле значения частот желтой серии представлены в третьем столбце табл. 4. Разности $\Delta\nu$ между наблюденными и вычисленными значениями частот показывают отклонения от водородоподобности членов желтой серии. Из табл. 4 видно, что отклонения наблюдаются не только у первого члена серии $n = 1$, но заметны и на других линиях серии: $n = 2, 3, 4, 5$, причем величина этих отклонений убывает с увеличением квантовых чисел. Таким образом, чем меньше орбиты у экситона, тем больше отклонения от водородоподобности. Это может быть связано, с одной стороны, с тем, что пренебречь микроструктурой кристалла и рассматривать его макроскопически как среду с некоторой диэлектрической постоянной можно только для больших орбит экситона; с дру-

---

* Обращают на себя внимание величины орбит экситона, которые должны соответствовать высшим членам серии ($n=10$), полученным на опыте при $T=1{,}3°$К. Для таких больших квантовых чисел радиусы орбит экситона в кристалле огромны. Принимая $\mu_1=\mu_2=m$, получаем для радиусов орбит электрона и дырки в экситоне

$$r_{n_{\text{экс}}} = 2r_{1\text{H}} n^2 n_0^2 \approx n^2 n_0^2 \text{ Å},$$

где r_1 — радиус первой орбиты в атоме водорода, а n_0—показатель преломления кристалла.

Полагая $n_0^2 \approx 6$ и $n=10$, получаем

$$r_{10_{\text{экс}}} = 600 \text{ Å}.$$

** Эти вычисления были выполнены Б. П. Захарченя.

гой стороны, отступления для малых орбит могут объясняться тем, что дырка в кристалле не есть точечный заряд.

При $T = 1{,}3°$ K мы обнаружили [38] еще новые линии, расположенные между членами серии $n=4$ и $n=5$ и между $n=5$ и $n = 6$, сверх тех линий,

Таблица 3

Положение новых линий в спектре экситона в Cu_2O при $T = 4{,}2°$ K и $T = 1{,}3°$ K

Обозначения линий	$T = 4{,}2°$ K		$T = 1{,}3°$ K	
	Длины волн, Å	Частота, см⁻¹	Длины волн, Å	Частота, см⁻¹
$n'''-2$	5758,7	17365,0	5758,8	17367,1
$n''-2$	5753,2	17381,6	5752,5	17383,7
$n'-2$	5746,3	17402,5	5745,1	17406,1
$n'''-3$	5731,8	17446,5	5731,8	17446,5
$n''-3$	5729,0	17455,0	{ 5729,5	17453,5
			5728,0	17458,1
			{ 5727,3	17460,2
$n'-3$	5726,5	17462,7	5726,5	17462,7
			5726,0	17464,2
			5725,4	17466,0
$n'-4$	5719,8	17483,1	{ 5719,3	17484,7
			5718,1	17488,3
			5714,7	17498,7
			5713,9	17501,2

Таблица 4

Положение членов желтой серии экситона в Cu_2O при $T = 1{,}3°$ K

Квантовые числа n	Частота ν_n, см⁻¹		$\Delta\nu$, см⁻¹
	набл.	выч.	
1	16406,8	16814,0	407,2
2	17331,3	17346,9	15,6
3	17438,3	17445,6	7,3
4	17477,3	17480,1	2,8
5	17494,4	17496,1	1,7
6	17504,5	17504,8	0,3
7	17510,0	17510,0	0
8	17513,4	17513,4	0
9	17515,8	17515,8	0
.	.	.	
.	.	.	
.	.	.	
∞		17524,5	

которые мы наблюдали [37] при $T = 4{,}2°$ K. Кроме того, из-за сужения линий при $T = 1{,}3°$ K некоторые из наблюденных нами ранее слабых линий между членами желтой серии распались на несколько очень узких тонких линий. Все наблюденные нами при $T = 4{,}2°$ K и $T = 1{,}3°$ K линии, расположенные между членами желтой серии экситона, сопоставлены в табл. 3*.

* В области первого члена серии $n=1$ при температуре жидкого гелия мы заметили слабую неясно выраженную линию при $\lambda=6039$ Å (2,0523 eV).

Из изложенного видно, что спектр поглощения света в кристалле закиси меди имеет сложный характер с большим числом линий поглощения. Это указывает на сложную структуру и обилие электронных уровней в кристалле закиси меди около свободной зоны в интервале 0,4 eV.

Хорошо известно, что расщепление линий атомных спектров в магнитном и электрическом полях оказывает большую помощь при анализе сложных спектров. Мы предприняли поэтому исследование воздействия внешнего электрического поля на линии экситонных серий в закиси меди. Эти исследования, интересные сами по себе, могли дать возможность, как мы полагали, разобраться в сложном спектре закиси меди и помочь интерпретации новых линий, обнаруженных нами при температуре жидкого гелия.

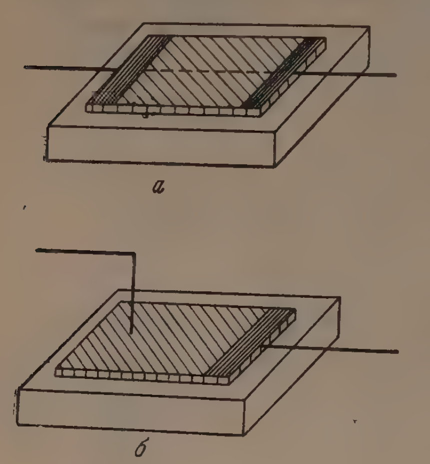


Рис. 9. Схемы электродов для изучения эффекта Штарка в кристалле Cu_2O: *а* — линейные электроды для получения «однородного» электрического поля, *б* — острие для получения неоднородного поля

Можно было ожидать значительный эффект Штарка в спектре экситона, как следствие его водородоподобности и больших размеров орбит электрона и дырки.

При наложении электрического поля на кристалл закиси меди мы действительно обнаружили [35, 39] новые явления, приводящие к очень большим изменениям в спектре экситона.

В первой стадии наших опытов мы вели исследования на желтой серии экситона при температуре жидкого азота ($T = 77{,}3^\circ$ K). Для изучения эффекта Штарка мы пользовались двумя источниками напряжения: в 20 и 70 kV.

Влияние однородного и неоднородного электрического поля на экситон мы исследовали с электродами, показанными на рис. 9. Спектрограммы эффекта Штарка у экситона, полученные в неоднородном поле с помощью острия (рис. 9, *б*), очень похожи на известные спектрограммы эффекта Штарка по методу Ло-Сурдо [40].

Нам удалось обнаружить эффект Штарка у линий желтой серии экситона в кристалле Cu_2O на пяти членах серии ($n = 1, 2, 3, 4, 5$).

Изменения в спектре экситона под влиянием постепенно возрастающего электрического поля становятся заметными, как и у атома водорода, сначала при слабых полях только у высших членов серии с большими квантовыми числами n. По мере возрастания напряженности поля его действие становится заметным на всех членах серии.

У членов серии $n = 5, 4$ и 3 мы обнаружили появление компонент линий серии в электрическом поле и увеличение расстояний между ними при возрастании поля, расширение линий и смещение линий в красную и фиолетовую части спектра по мере усиления поля. Кроме того, под влиянием электрического поля в спектре экситона появляются новые линии, не наблюдающиеся в отсутствие поля.

Мы установили, что эти новые линии суть те слабые линии, которые мы наблюдали в Cu_2O при температуре жидкого гелия. При увеличении поля эти линии возрастают в интенсивности и смещаются в красную или фиолетовую части спектра. Они ведут себя как «запрещенные» линии в эффекте Штарка. Мы полагаем поэтому, что они связаны с какими-то запрещенными переходами между электронными уровнями, появляющимися под влиянием внешнего электрического поля.

В настоящее время еще трудно дать определенное толкование уровням энергии, между которыми происходят такие запрещенные переходы.

Вероятно, существование этих уровней связано с неполной водородоподобностью энергетической схемы экситона.

Отступления от водородоподобности в структуре экситона должны приводить к снятию вырождения относительно квантового числа l (определяющего орбитальный момент количества движения) и возникновению новых уровней в энергетической схеме экситона. Появление новых запрещенных линий в спектре экситона между членами желтой серии нужно связывать тогда с нарушениями правил отбора: $\Delta l = \pm 1$.

В очень сильных неоднородных электрических полях около электрода-острия (рис. 9, *б*) мы смогли установить влияние поля на первые члены серии экситона $n = 2$ и $n = 1$. Линия $n=2$, ослабляясь в интенсивности, смещается в красную часть спектра. Даже в сильных полях слабая линия $n = 1$ не расщепляется, а только возрастает в интенсивности, что указывает на то, что она связана с запрещенным электронным переходом. Отсутствие расщепления ее в электрическом поле, которое можно было бы легко заметить вследствие ее исключительной узости, подтверждает отнесение ее к S-уровню с квантовым числом $n = 1$.

Одновременно с вышеуказанными изменениями в спектре экситона при постепенном возрастании электрического поля мы обнаружили другое очень интересное явление. По мере возрастания электрического поля высшие члены серии экситона вместе со своими компонентами расширяются и вместе со своими спутниками (новыми линиями) слабеют в интенсивности и постепенно исчезают: сначала член серии $n = 5$; затем, при большей напряженности поля, $n = 4$, затем, при еще большей — $n = 3$. Одновременно, при постепенном исчезновении каждого члена серии со стороны границы серии, надвигается сплошной спектр на место членов серии, исчезнувших под влиянием поля вместе со своими компонентами. Нам удалось наблюдать, что при достаточно сильных полях от всей серии экситона оставались практически только два первых члена: $n = 1$ и $n = 2$*. Это явление исчезновения высших членов серии экситона под влиянием электрического поля мы объясняем вырыванием электрона полем с уровней экситона, т. е. ионизацией (диссоциацией) экситона электрическим полем.

Этот эффект в экситоне подобен явлению ионизации атома водорода в сильном электрическом поле, предсказанному впервые Оппенхеймером [41] и обнаруженному у атома водорода в работах Рауша фон Траубенберга [42]. Теория явления для атома водорода была развита Ланчосом [43]. Возможность разрушения экситона электрическим полем была рассмотрена Зейтцем [44]. Чтобы наблюдать ионизацию атома водорода электрическим полем, необходимы, как показывают опыты Рауша фон Траубенберга, поля порядка 10^6 V *см*$^{-1}$. Величина критического поля ионизации экситона, как показывают наши опыты, уменьшается до величины порядка 10^4 V см$^{-1}$, вследствие больших орбит электрона и дырки в экситоне и влияния диэлектрической постоянной кристалла.

Изменения в спектре экситона, происходящие под влиянием возрастающего электрического поля, наблюдавшиеся нами, схематически представлены на рис. 10.

Количественные определения величин смещения линий спектра экситона в электрических полях очень трудны, так как определение напряженности поля, действующего в кристалле, сопряжено с очень большими погрешностями. Выбрав пластинки закиси меди, в которых электри-

* По внешним проявлениям исчезновение высших членов серии экситона при возрастании поля можно, казалось бы, истолковать как результат нагревания кристалла Cu_2O электрическим током, возрастающим при увеличении поля. Однако это не так. Специальными опытами было установлено, что исчезновение высших членов серии до $n=3$ включительно при нагревании кристалла связано с очень большим смещением всей серии линий, в том числе и первых членов $n=1$ и $n=2$, в красную часть спектра, чего не наблюдается в электрическом поле.

ческое поле было сравнительно однородно* и расщепление Штарка одинаково по всей длине щели спектрографа, мы произвели количественные измерения смещений линий экситона в зависимости от средней напряженности электрического поля E, определяемой из разности потенциалов и

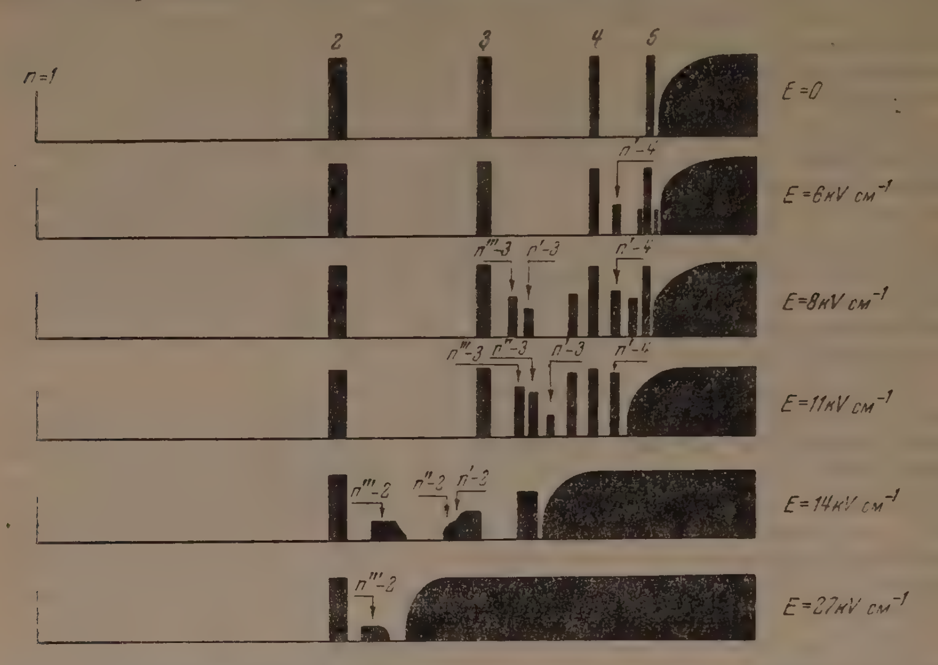


Рис. 10. Схема изменений в спектре желтой серии экситона в кристалле Cu_2O, происходящих под влиянием возрастающего внешнего электрического поля при температуре $T = 77{,}3°K$

расстояния между электродами (табл. 5). Данные табл. 5 могут дать представление о величинах смещения линий экситона в электрическом поле, но не о закономерностях, которым подчиняются смещения линий в поле (линейной или квадратичной)**.

Таблица 5

Смещение линий экситона в Cu_2O в электрическом поле

$n=3$		$n'''-3$		$n=4$		$n'-4$	
E, kV см⁻¹	Δλ, Å	E, kV см⁻¹	Δλ, Å	E, kV см⁻¹	Δλ, Å	E, kV см⁻¹	Δλ, Å
10	0,4	9	0	7	1,0	7	0
14	1,2	12	—0,7	12	1,8	10	—0,5
18	2,1	14	—1,1	13	2,0	12	—0,9

Из всего вышеизложенного видно, что при тщательных и более глубоких исследованиях поглощения света в Cu_2O обнаруживаются явления, указывающие на значительные отступления от водородоподобности в спектре экситона кристалла Cu_2O:

* Насколько это возможно достичь в кристаллах Cu_2O с электродами, показанными на рис. 9,*а*.

** Влияние электрического поля на спектр поглощения изучали также Калиняк и Федорович [45].

1) отклонения частот первых членов желтой серии от соотношения (1) водородоподобной зависимости, убывающие с возрастанием квантового числа n (табл. 4);

2) появление между членами желтой серии в жидком гелии слабых линий, частоты которых не укладываются в соотношение (1′);

3) явление Штарка на линиях экситона, показывающее, что поведение членов желтой серии в электрическом поле отлично от поведения линий спектра атома водорода.

На основании всего имеющегося в настоящее время немногочисленного экспериментального материала нам кажется, что экситон следует рассматривать как систему, похожую более на сложный атом, чем на атом водорода. Сложное строение экситона, а следовательно, и структура края поглощения зависят от вещества, от атомов и ионов, образующих кристаллическую решетку, и, очевидно, связана со структурой кристалла. Спектр возбуждения экситона может быть тогда усложнен и должен более походить на спектр сложного атома (или иона), чем на простой спектр атома водорода. Это ясно выступает как в закиси меди, так, в особенности, в спектрах других исследованных кристаллов.

Представление об экситоне, как о водородоподобной системе дырки и электрона следует рассматривать только как первое приближение к действительности, правильно передающее схематично лишь самые общие черты явления.

Ленинградский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Иоффе А. В. и Иоффе А. Ф., ЖЭТФ, **6**, 737 (1936).
2. Gudden B., Pohl R., Zs. f. Phys., **17**, 331 (1923); **18**, 199 (1923).
3. Gudden B., Lichtelektrische Erscheinungen.—Berlin, 1928.
4. Frenkel J., Phys. Rev., **37**, 17, 1276 (1931); Френкель Я. И., ЖЭТФ, **6**, 647 (1936); Phys. Z. Sow. Union, **9**, 158 (1936).
5. Жузе В. П. и Рывкин С. М., ЖЭТФ, **20**, 152, (1950).
6. Жузе В. П. и Рывкин С. М., Сборник, посвященный семидесятилетию академика А. Ф. Иоффе, стр. 216, М., 1950; ДАН СССР, **76**, 241 (1951); Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 93 (1952).
7. Apker L., Taft E., Phys. Rev., **79**, 964 (1950); **81**, 698 (1951); **82**. 814 (1951).
8. Пигарев М. и Голуб С., Sow. Phys., **6**, 603 (1934).
9. Mönch G., Zs. f. Phys., **78**, 728 (1932).
10. Гроссс Е. Ф. и Каррыев Н. А., ДАН СССР, **84**, 261 (1952).
11. Nikitine S., Perny G., Sieskind M., C. R., **238**, 67 (1954); Nikitine S., Couture L., Sieskind M., Perny G., C. R., **238**, 1786 (1954); Nikitine S., Sieskind M., Perny G., C. R., **238**, 1987 (1954); Nikitine S., Reiss R., Perny G., C. R., **240**, 505 (1955); Nikitine S., C. R., **240**, 1415 (1955).
12. Hayashi M., Katsuki K., J. Phys. Soc., Japan, **5**, 381 (1950).
13. Гросс Е. Ф. и Каррры ев Н. А., ДАН СССР, **84**, 471 (1952).
14. Обреимов И. В. и Прихотько А. Ф., Sow. Phys., **1**, 203 (1932); **9**, 34, 48 (1936); Обреимов И. В. Прихотько А. Ф. и Шабалдас К. Г., ЖЭТФ, **6**, 1062 (1930); Обреимов И. В. и Шабалдас К. Г., J. of. Phys., **7**, 168 (1943).
15. Прихотько А. Ф., J. of Phys., **8**, 257 (1944); ЖЭТФ, **19**, 383 (1949); Обреимов И. В., Прихотько А. Ф. и Родникова И. В., ЖЭТФ, **18**, 409 (1948).
16. Шпольский Э. В. и Климова Л. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, 673 (1954).
17. Yuster P. H., Delbec C. J., J. Chem. Phys., **21**, 892 (1953). Pringsheim P., Zs. f. Pfys., **136**, 573 (1954).
18. Wannier G. H., Phys. Rev., **52**, 191 (1937).
19. Mott N. F., Proc. Roy. Soc., **167**, 384 (1938).
20. Slater J., Shockley W., Phys. Rev., **50**, 705 (1936).
21. Franck J., Teller E., J. Chem. Phys., **6**, 859 (1938).
22. Seitz F., Trans. Faraday Soc., **35**, 74 (1939); Seitsz F., J. Chem. Phys., **6**, 150 (1938); Seitz F., The Modern Theory of Solids. — New York, 1940.

23. Seitz F., Imperfections in Nearly Perfect Crystals, p. 25.—New York, 1952; Seitz F., Rev. Mod. Phys., **23**, 328 (1951).
24. Seitz F., Rev. Mod. Phys., **26**, 27 (1954).
25. Heller W. R., Marcus A., Phys. Rev., **84**, 808 (1951).
26. Ансельм А. И. и Фирсов Ю. А., ЖЭТФ, **28**, 151 (1955).
27. Самойлович А. Г. и Коренблит Л. Л., ДАН СССР, **100**, 43 (1955).
28. Самойлович А. Г. и Кононова М. В., ДАН СССР, **101**, 55 (1955).
29. Давыдов А. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **12**, 608 (1948); Теория поглощения света в молекулярных кристаллах.—Киев, 1951.
30. Дыкман И. М. и Пекар С. И., Труды Ин-та физики АН УССР, вып. 3, 92 (1952).
31. Дыкман И. М., Труды Ин-та физики АН УССР, вып. 5, 48 (1954).
32. Peierls R., Ann. d. Phys., **13**, 905 (1932).
33. Hayashi M., Katsuki K., J. Phys. Soc., Japan. 7, 599 (1952).
34. Гросс Е. Ф. и Захарченя Б. П., ДАН СССР, **90**, 745 (1953).
35. Гросс Е. Ф., Захарченя Б. П. и Рейнов Н. М., ДАН СССР, **97**, 57 (1954).
36. Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М., 1951.
37. Гросс Е. Ф., Захарченя Б. П. и Рейнов Н. М., ДАН СССР, **92**, 265 (1953).
38. Гросс Е. Ф., Захарченя Б. П. и Рейнов Н. М., ДАН СССР, **99**, 231 (1954).
39. Гросс Е. Ф., Захарченя Б. П. и Рейнов Н. М., ДАН СССР, **97**, 221 (1954).
40. Lo Surdo A., Rend. d. Linc, **22**, 665 (1913).
41. Oppenheimer J. R., Phys. Rev., **31**, 66 (1928).
42. Rausch V., Traubenberg H., Zs. f. Phys., **54**, 307 (1929); **56**, 254 (1929); **62**, 289 (1930); **71**, 291 (1931).
43. Lanczos C., Zs. f. Phys., **62**, 518 (1930); **68**, 204 (1931).
44. Seitz F., Phys. Rev., **76**, 1376 (1949).
45. Калиняк А. А. и Федорович Л. Г., ДАН СССР, **96**, 1137 (1954).

Материалы
Совещания по рентгеновской спектроскопии

(Москва, 25—26 января 1955 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

25—26 января 1955 г. в Москве состоялось совещание по рентгеновской спектроскопии, созванное Комиссией по рентгенографии при Институте кристаллографии АН СССР.

На совещании были заслушаны следующие доклады: 1. Г. С. Жданов. Вступительное слово; 2. Н. В. Тронева и И. Б. Боровский (МГУ). Некоторые вопросы систематики сложных рентгеновских спектров испускания; 3. Т. И. Какушадзе (Груз. пед. ин-т, Тбилиси). Об электронной конфигурации лантанидов; 4. Р. Л. Баринский (Лаб. минералогии и геохимии редких элементов АН СССР). Тонкая структура спектров поглощения и испускания тория в соединениях; 5. К. И. Нарбутт (ИГН АН СССР). О структуре рентгеновских эмиссионных линий ионов в растворе; 6. М. А. Блохин (РГУ). Об исследовании распределения плотности электронных состояний в твердом теле и ширины внутренних уровней атомов; 7. С. А. Немнонов (УФАН СССР). О природе асимметрии $K\alpha_{1,2}$-линии переходных элементов группы железа и ее изменении в зависимости от концентрации некоторых легирующих элементов; 8. С. М. Каральник (Киевский гос. университет). Рентгеновские спектры и межатомная связь в металлах и сплавах; 9. В. А. Казанцев (Куйбышевский индустр. ин-т.) О результатах исследования рентгеновских спектров в металлических сплавах; 10. А. В. Соколов (УФАН СССР). О поглощении и испускании рентгеновых лучей ферромагнитными металлами; 11. В. П. Быков и И. Б. Боровский (МГУ). Рентгеновский спектрограф РСКУ-53; 12. В. А. Казанцев (Куйбышевский индустр. ин-т). О конструкции двух рентгеновских трубок для спектрального анализа; 13. К. И. Нарбутт и Е. М. Фридман (ИГН АН СССР). Мощная запаянная рентгеновская трубка для спектрального анализа; 14. М. А. Блохин и А. Н. Гусатинский (РГУ). Выбор оптимальной поверхностной плотности образца при исследовании рентгеновских спектров поглощения; 15. Э. Е. Вайнштейн и И. Д. Шевалеевский (ГЕОХИ АН СССР). Свойства (W_1—W_2)-диаграммы и ее использование для определения относительной интенсивности рентгеновских спектральных линий; 16. К. И. Нарбутт, Э. Е. Вайнштейн, А. Б. Гильварг и Л. М. Беляев (ИГН, ГЕОХИ и Ин-т кристаллографии АН СССР). Новый вакуумный рентгеновский спектрограф РСД-2. Часть из этих докладов публикуется ниже.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

В. А. КАЗАНЦЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Mn — Ni

В работах, выполненных в 1952 г., было исследовано поведение эмиссионных $K\beta_5$-полос, а также других линий $K\beta$-группы спектров марганца и никеля при магнитных превращениях сплавов системы Mn—Ni.

Результаты этих исследований показали, что магнитные превращения, происходящие под влиянием изменения состава сплава, а также при переходе через точку Кюри (существенно различные по природе факторы), соответственно одинаково сказываются, в частности, на поведении эмиссионных $K\beta_5$-полос атомов марганца и никеля. Переход сплавов в парамагнитное состояние сопровождается смещением $K\beta_5$-полосы никеля в сторону бо́льших энергий, полоса $MnK\beta_5$ при этом, наоборот, перемещается в сторону меньших энергий. Влиянию магнитных превращений подвергаются также форма, ширина и интенсивность $K\beta_5$-полос обоих компонентов сплава.

Полученные данные оказались, однако, недостаточными для того, чтобы более или менее полно объяснить поведение спектров при обоих магнитных превращениях сплавов.

В связи с этим было предпринято исследование K-края поглощения марганца в тех же образцах сплавов, при тех же условиях. Следует заметить, что при получении спектров эмиссии температура образца, находящегося в пара- или ферромагнитном состояниях, поддерживалась с точностью, обеспечивающей колебания ее в пределах $\pm 20°$*. При получении спектров поглощения температура сплава контролировалась термопарой. Это вполне гарантировало соответствующее магнитное состояние образцов.

Результаты исследования K-края поглощения марганца при магнитном превращении, происходящем под влиянием температуры (переход в парамагнитное состояние), оказались совершенно неожиданными.

С увеличением температуры от 20 до 180° (до магнитного превращения) K-край марганца значительно перемещался в сторону бо́льших энергий. С дальнейшим увеличением температуры до 300° (переход через точку Кюри) край поглощения, напротив, резко смещался в сторону меньших энергий, располагаясь посредине между положениями краев при температурах 20 и 180°. Многократное повторение опытов полностью подтвердило указанное поведение K-края поглощения марганца. Максимальная ошибка измерений при этом составляла $\pm$ 0,5 eV, а наблюдаемые смещения края достигали 3,8—4,2 eV.

Приведенное выше поведение K-края поглощения марганца не только не облегчило решение вопроса о влиянии магнитного превращения сплавов на рентгеновские спектры, но и поставило под сомнение предложенную ранее автором физическую трактовку поведения $K\beta_5$-полос марганца и никеля в изученных сплавах.

Изучение K-края поглощения никеля в тех же образцах, при тех же условиях дало новые результаты.

* Температура по Цельсию.

Ниже приводятся результаты по K-краям и $K\beta_5$-полосам никеля и марганца в сплавах системы Mn—Ni.

K-край поглощения никеля

1. С повышением температуры от 20 до 180° (до магнитного превращения) середина $3d$-полосы поглощения с точностью до $\pm 0{,}5$ eV остается без изменения. Ширина этой полосы, равная $16 \pm 0{,}5$ eV, также сохраняет свое значение (без поправок на фокусировку).

2. Середина $4sp$-полосы поглощения с увеличением температуры от 20 до 180° перемещается на 2 eV в сторону бо́льших энергий.

3. При дальнейшем увеличении температуры (переход через точку Кюри) ширина $3d$-полосы поглощения, как и прежде, остается без изменения ($16{,}5 \pm 0{,}5$ eV), но середина ее значительно (на $3 \pm 0{,}5$ eV) перемещается в область бо́льших энергий.

4. Ширина всей $4sp$-полосы поглощения с ростом температуры от 20 до 300° плавно растет: 17 eV$\rightarrow$24,2 eV (ошибка $\pm 0{,}8$ eV).

5. При переходе через точку Кюри (180—300°) середина $4sp$-полосы поглощения на $2 \pm 0{,}5$ eV перемещается в область больших энергий; общее смещение ее с ростом температуры ($20 \rightarrow 300°$) составляет $4 \pm 0{,}5$ eV.

6. Верхняя часть $4sp$-полосы поглощения с ростом температуры плавно, но значительно перемещается в область бо́льших энергий; общее смещение ее с ростом температуры от 20 до 300° составляет $8 \pm 0{,}8$ eV.

При этом как до магнитного превращения (20—180°), так и после него (180—300°), смещения одинаковы: они составляют $4 \pm 0{,}8$ eV.

7. Полная ширина K-края поглощения никеля ($3d + 4sp$), как показывает эксперимент, с ростом температуры изменяется только за счет $4sp$-полосы поглощения (верхней ее ветви).

Из приведенных опытных данных могут быть сделаны следующие выводы.

В пределах 20—180° $3d$-полоса поглощения не подвержена влиянию температуры. Наоборот, $4sp$-полоса поглощения подвержена влиянию температуры — с ростом температуры она смещается в область бо́льших энергий, ширина ее плавно растет.

При переходе через точку Кюри середина $3d$-полосы поглощения заметно смещается в сторону бо́льших энергий (ширина ее остается неизменной). $4sp$-полоса при этом смещается так же (на $2 \pm 0{,}5$ eV), как и без магнитного превращения.

Естественным становится следующее общее заключение: $3d$-полоса подвержена влиянию магнитных превращений, но не подвержена влиянию температуры; $4sp$-полоса поглощения подвержена влиянию температуры, но не подвержена влиянию магнитного превращения.

K-край поглощения марганца

1. С повышением температуры от 20 до 180° K-край поглощения Mn в целом смещается в сторону бо́льших энергий. Середина $3d$-полосы поглощения при этом смещается на $4{,}6 \pm 0{,}5$ eV, а середина $4sp$-полосы поглощения — на $3{,}8 \pm 0{,}5$ eV.

2. С дальнейшим повышением температуры до 300° (переход через точку Кюри) край поглощения Mn в целом перемещается в обратную сторону, в область меньших энергий. Смещение для $3d$-полосы поглощения составляет 2,3 eV, а для $4sp$-полосы поглощения 1,5 eV.

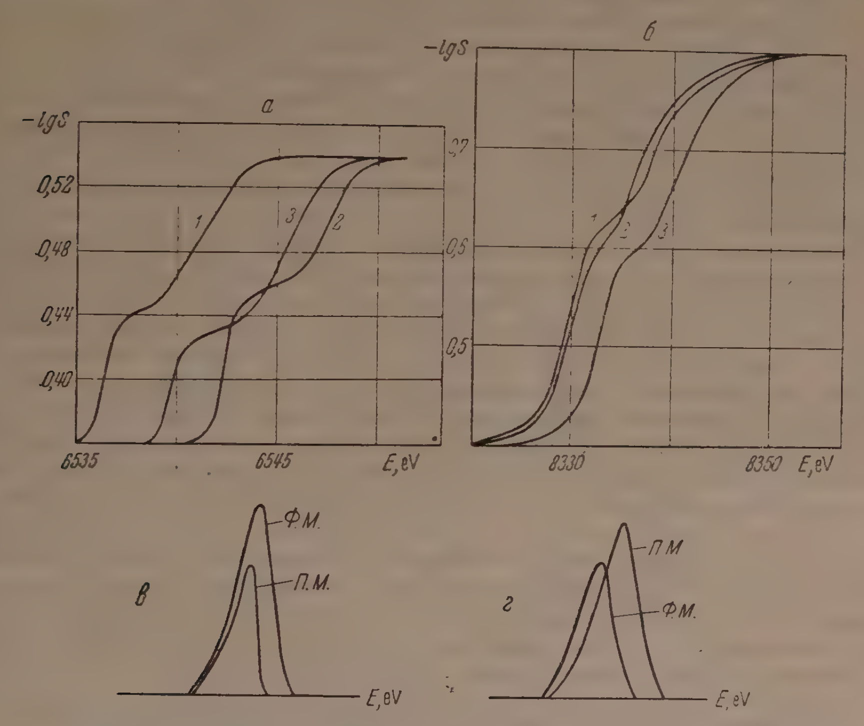
3. Аналогично ведет себя полная ширина $3d$-полосы поглощения. При 20° ширина ее составляет $7{,}9 \pm 0{,}6$ eV, с ростом температуры до 180° она увеличивается до 10,6 eV. При дальнейшем повышении температуры до 300° (переход через точку Кюри) ширина этой полосы вновь уменьшается (на 8,2 eV) и в пределах ошибок опыта становится такой же, как при 20°.

4. Полная ширина $4sp$-полосы поглощения ведет себя, по сравнению с $3d$-полосой, противоположным образом; с ростом температуры ширина ее сначала уменьшается (15,6 → 13,7 eV), а затем, при переходе через точку Кюри, увеличивается и достигает величины 14,6 eV.

5. Обращает на себя внимание тот факт, что изменение ширины $3d$-полосы поглощения более существенно, чем изменение $4sp$-полосы.

$K\beta_5$-полосы атомов марганца и никеля

Опыт показал [1, 2], что эффект магнитного превращения сплавов, хотя и уверенно, но с большими экспериментальными трудностями, обнаруживается при помощи приборов, дисперсия которых составляет 7—8 XE мм$^{-1}$.



а — изменение *K*-края поглощения марганца под влиянием температуры, *б* — изменение *K*-края поглощения никеля под влиянием температуры. Для *а* и *б*: *1*, *2*, *3* — края поглощения, полученные при температурах 20, 180 и 300° соответственно. В интервале температур 180—300° имеет место магнитное превращение сплава, *в* и *г* — поведение формы $K\beta_5$-полос, соответственно, марганца и никеля при магнитном превращении сплава под влиянием температуры

В связи с этим необходимо улучшить разрешающую силу прибора при съемке эмиссионных $K\beta_5$-полос никеля. Спектры марганца снимались, как и прежде, на приборе с дисперсией 7,42 XE мм$^{-1}$. $K\beta_5$-полосы никеля снимались на светосильном спектрографе с изогнутым кристаллом кварца (R = 1020 мм, метод Кошуа) с применением вакуумной трубы.

Использовался второй порядок отражения. Это несколько увеличивало экспозицию, но позволило иметь дисперсию в 3,92 XE мм$^{-1}$, т. е. более чем вдвое улучшить измерения по спектрам. Линейная дисперсия на микрофотограммах составляла теперь не 1,1 XE мм$^{-1}$, а 0,486 XE мм$^{-1}$.

Были получены спектры $K\beta_5$-полос никеля и в первом порядке отражения (дисперсия 7,8 XE мм$^{-1}$). Между спектрами во втором и первом порядках наблюдалось очень хорошее согласие.

Исследовалось поведение формы, ширины, интенсивности и длины волны $K\beta_5$-полос марганца и никеля при магнитном превращении сплавов под влиянием изменения состава и при переходе через точку Кюри.

Были получены следующие результаты.

1. С изменением состава сплава переход в парамагнитное состояние сопровождается ростом (на 2,2 eV) энергии $K\beta_5$-фотона никеля и уменьшением (на 1,17 eV) энергии этого фотона у марганца при ошибках до 0,3 eV.

2. При магнитном превращении, происходящем под влиянием температуры (переход через точку Кюри), энергия $K\beta_5$-фотона никеля увеличивается на 2,8 eV, у марганца при этом она на 1,52 eV уменьшается.

3. Ширина $K\beta_5$-полосы никеля несколько увеличивается (от 14,0 до 15,0 eV), у марганца она заметно уменьшается (от 13,6 до 11,2 eV).

4. Индекс асимметрии $K\beta_5$-полосы никеля практически сохраняет свое значение (1,1→1,2), у марганца он изменяется больше (1,2→1,7).

5. Интенсивность максимума I_m у никеля увеличивается от 1,0 до 1,63, у марганца она уменьшается значительно (1,51→0,73).

6. Переход сплава в парамагнитное состояние сопровождается ростом интегральной интенсивности $K\beta_5$-полосы никеля (1,0→1,26) и уменьшением ее у марганца (1,0→0,78).

7. Существенному изменению подвергается форма $K\beta_5$-полос обоих компонентов сплава.

Приведенный рисунок иллюстрирует поведение K-краев поглощения, формы и ширины, а также положения эмиссионных $K\beta_5$-полос марганца и никеля при магнитных превращениях сплавов системы Mn—Ni.

Обращает на себя внимание тот факт, что переход сплава в парамагнитное состояние сопровождается смещением K-края поглощения и $K\beta_5$-полосы никеля в коротковолновую область спектра.

Причем, в интервале температур 20—180°, где нет магнитного превращения, край поглощения никеля остается неподвижным, а край поглощения марганца смещается в область бóльших энергий. При наличии магнитного превращения (180—300°) край поглощения никеля сдвигается в область больших энергий, а край поглощения марганца возвращается в область меньших энергий. Поведение $K\beta_5$-полосы марганца в данном случае согласуется с поведением края поглощения: она также перемещается в область меньших энергий.

Изменение формы и ширины $K\beta_5$-полос марганца и никеля, а также их интенсивностей хорошо видно из рисунка.

Интерпретация эмиссионных $K\beta_5$-полос и K-краев поглощения

В полученных результатах обращают на себя внимание следующие факты. Между поведением эмиссионных $K\beta_5$-полос и $3d$-полос поглощения соответствующих атомов (марганца и никеля) под воздействием магнитных превращений сплавов имеется глубокая аналогия; середина коротковолновой ветки $K\beta_5$-полосы перемещается в ту же сторону, что и $3d$-полоса поглощения, причем в пределах погрешностей опыта это перемещение имеет один и тот же порядок величины.

Подобная же аналогия имеется в поведении ширины $K\beta_5$-полос и $3d$-полос поглощения соответствующих атомов. Изменения различных характеристик $K\beta_5$-полос и K-краев поглощения атомов марганца и никеля (λ I_i, I_{max}, формы $K\beta_5$-полос и положений краев поглощения) идут в противоположные стороны и, как правило, по порядку величин одинаковы.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что в поведении спектров марганца и никеля имеется вполне определенная согласованность, указывающая на то, что переход в парамагнитное состояние, независимо от того, произошел ли он под влиянием температуры или под влиянием изменения состава сплава (существенно различные по природе факторы), касается обеих атомных систем, образующих кристаллическую решетку сплава.

Отсюда появляется и возможность физической трактовки самого явления магнитного превращения. Естественным становится следующее общее предположение: весьма вероятно, что магнитное превращение есть результат перераспределения занятых и незанятых электронами $3d$- и $4sp$-состояний атомов в кристаллической решетке сплава.

Для того чтобы составить более или менее конкретное представление о самом механизме магнитного превращения, необходимо глубоко осмыслить поведение изученных спектров.

При решении этого вопроса следует принять во внимание один общеизвестный экпериментальный факт. Увеличение температуры сопровождается расширением кристаллической решетки, что в первую очередь сказывается на расстояниях между атомами, а следовательно, на их взаимодействии. Увеличение содержания атомов марганца в решетке никеля (без увеличения температуры) также сопровождается расширением решетки. Нет, однако, оснований считать, что по достижении парамагнитного состояния (в том и другом случаях) решетки одинаково увеличились. Правильнее будет считать, что увеличение количества атомов марганца в решетке никеля с приближением сплава к парамагнитному состоянию приводит к такому же взаимодействию атомных систем, которое возникает под влиянием температуры.

В пользу этого положения говорит тот опытный факт, что характеристики спектров парамагнитного состоянии, независимо от того, достигнуто оно в результате влияния температуры или состава сплава, совершенно одинаковы.

Современная квантовая теория недостаточно еще развита для того, чтобы иметь возможность дать полную количественную трактовку поведения рентгеновских спектров атомов в молекулах химических соединений и в сплавах. Лишь в отдельных случах удается качественно правильно осмыслить то или иное поведение спектров [3, 4]. Что касается системы сплавов Mn—Ni, то по ней уже имеется достаточное количество данных, полученных при исследованиях ее магнитными, электрическими и другими методами.

Исследование рентгеновских спектров обоих атомов этой системы, в частности, в значительной мере облегчает вопрос о физическом истолковании явления магнитного превращения сплавов этой системы.

Если использовать модельную гипотезу, высказанную автором настоящей работы, касающуюся поведения энергетических уровней валентных электронов в решетке металла, то становится понятным поведение не только K-краев поглощения никеля и марганца, но и $K\beta_5$-полос их. Без использования этой гипотезы нет возможности объяснить не только поведение ширин и интенсивностей спектров под влиянием температуры, но даже и длин волн характерных точек спектров.

Сущность этой гипотезы состоит в следующем: предполагается, что энергетические уровни атомов в кристаллической решетке металла благодаря взаимному отталкиванию $3d$- и $4sp$-электронов соседних атомов, по сравнению со свободным атомом, несколько сжаты* (расположены ближе к ядру). При нагревании происходит некоторое удаление атомов друг от друга, вследствие чего электронное отталкивание становится меньше и энергетические уровни «отходят» от ядра. Одновременно уменьшают-ся их перекрытие и ширина.

Используя эту гипотезу, поведение K-краев поглощения и $K\beta_5$-полос можно объяснить следующим образом.

Под влиянием увеличения температуры кристаллическая решетка сплава расширяется, расстояние между атомами возрастает. Это явление должно сопровождаться уменьшением длины волны λ или ростом энергии

* Это положение, как известно, не противоречит опытным фактам: в парах металлов энергия $K\beta_5$-фотона больше, чем в твердом теле.

K-края поглощения и $K\beta_5$-полосы с увеличением температуры. K-край марганца, действительно, в ферромагнитной области перемещается в область бо́льших энергий. В изученных сплавах содержится небольшое количество марганца и сохраняется решетка никеля. Сплав является твердым раствором замещения, следовательно, каждый атом Mn в значительной мере окружен атомами Ni, благодаря воздействию которых $3d$- и $4sp$-электронные состояния марганца возмущаются в гораздо большей степени, чем $3d$- и $4sp$-состояния никеля. Это должно приводить к росту ширины как $3d$-полосы поглощения марганца, так и $K\beta_5$-полосы его. Эксперимент полностью подтверждает и это положение. Одновременно это является указанием на преобладание эффекта возмущения над эффектом сужения уровней при расширении решетки. Атомы никеля в гораздо меньшей степени подвержены возмущениям, следовательно, спектры их должны оставаться почти неизменными. Опыт целиком подтверждает и это положение: с ростом температуры K-край поглощения Ni действительно сохраняет свое положение на шкале энергий, ширина его также остается неизменной.

При дальнейшем повышении температуры изменение $K\beta_5$-полос и K-краев поглощения Mn должно продолжаться, они должны перемещаться в область бо́льших энергий; расширение их, благодаря уменьшению перекрытия и сужения полос, должно ослабиться или прекратиться. Должно появиться и изменение в спектрах никеля. Причем изменения в спектрах обоих компонентов (Mn и Ni) должны быть направлены в одну сторону.

Однако в интервале температур, где существует магнитное превращение, такого поведения K-краев поглощения и $K\beta_5$-полос не наблюдается: K-края Ni и Mn, а также $K\beta_5$-полосы их перемещаются в противоположные стороны. Ширины и интенсивности их также ведут себя противоположным образом. Это позволяет предполагать, что при температурах, отвечающих магнитному превращению сплавов, имеют место процессы, коренным образом отличающиеся от простого влияния температуры.

Для того чтобы иметь возможность объяснить поведение спектров при магнитном превращении сплавов, приходится допустить следующее предположение: по достижении температуры Кюри эффект «отхода» от ядра и возмущения $3d$- и $4sp$-электронных состояний может стать столь значительным, а связь электронов этих полос со своими ядрами у марганца — столь слабой, что один или несколько электронов (в среднем, на некоторое количество атомов) переходят в перекрытые $3d$- и $4sp$-состояния атомов никеля. Одновременно происходит компенсация атомных магнитных моментов, и сплав переходит в парамагнитное состояние. K-край и $K\beta_5$-полоса марганца при этом должны резко сдвинуться в область меньших энергий: наоборот, K-край и $K\beta_5$-полоса никеля должны сдвинуться в область бо́льших энергий. Ширина $K\beta_5$-полосы и края поглощения, а также интенсивность $K\beta_5$-полосы Mn должны уменьшиться. У никеля они должны, наоборот, увеличиться. Именно такое поведение $K\beta_5$-полос и K-краев поглощения наблюдалось на опыте.

Так, повидимому, может быть объяснено поведение спектров атомов Mn и Ni в их бинарных сплавах. Таков, вероятно, механизм магнитного превращения сплавов системы Mn—Ni.

Куйбышевский индустриальный институт
им. В. В. Куйбышева

Цитированная литература

1. Казанцев В. А., Труды Куйбышевского индустр. ин-та, № 6, 87 (1955).
2. Казанцев В. А., Диссертация, РГУ, 1952.
3. Сорокин И. В., Диссертация, МГУ, 1946.
4. Блохин М. А., ЖЭТФ, 9, 1515 (1939).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

А. В. СОКОЛОВ

О ПОГЛОЩЕНИИ И ИСПУСКАНИИ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ МЕТАЛЛАМИ

1. Известно, что знание плотности уровней валентных электронов в металлах имеет важное значение для изучения мягких рентгеновских эмиссионных и абсорбционных спектров металлов.

С другой стороны, изучая тонкую структуру края полосы поглощения, можно надеятся получить подробные сведения относительно верхних уровней энергии электронов в металлах.

Теоретическое рассмотрение этих вопросов до сих пор производилось на основе одноэлектронной зонной теории металлов, пренебрегающей электронным взаимодействием. Однако для ферромагнитных металлов, электроны которых представляют единую, сильно взаимодействующую квантовую систему, рассмотрение этих вопросов в рамках одноэлектронной модели в особенности является необоснованным, так как само явление ферромагнетизма обусловлено межэлектронным взаимодействием. Желательным было бы создание такой теории (модели), которая, во-первых, являлась бы многоэлектронной и, во-вторых, сочетала бы в себе черты теории, учитывающей полную симметрию кристаллической решетки (группы пространственной симметрии), и теории, учитывающей влияние ближнего окружения. Такой теорией в настоящее время мы не располагаем.

В качестве первой попытки учета межэлектронного взаимодействия при расчете плотности состояний и описании поглощения и испускания рентгеновых лучей мы воспользовались предложенной Вонсовским [1] моделью обменного взаимодействия внешних *s*- и внутренних *d*-электронов переходных металлов. В работе Турова и Вонсовского [2] дано строгое обоснование этой же модели на основе многоэлектронной теории по схеме Боголюбова [3].

Эта модель позволила понять природу и дать количественное объяснение «аномалиям» электрических, оптических, гальвано- и термомагнитных свойств ферромагнитных металлов [4—10].

Согласно этой модели, электроны в ферромагнитном кристалле условно разбиваются на: 1) «внутренние» (*d*-электроны, соответствующие электронам незаполненной 3*d*-оболочки в изолированных атомах переходных металлов группы железа), которые в основном ответственны за ферромагнетизм, и 2) «внешние» (*s*-электроны, соответствующие валентным 4*s*-электронам атомов элементов упомянутой группы), которые в основном ответственны за явление проводимости. Разделение электронов в кристаллической решетке на эти две группы, конечно, есть известная условность, так как эти электроны, образуя единую квантово-механическую систему, сильно взаимодействуют между собой. Хотя мы говорим здесь о подсистемах *d*- и *s*-электронов, но в действительности речь идет об отдельных ветвях энергетического спектра единой электронной системы ферромагнитного металла: о бозевском спектре элементарных возбуждений — ферромагнонов, являющихся отзвуком системы внутренних электронов и отвечающих в основном за явление ферромагнетизма, и о фермиевском спектре элементарных возбуждений или электронов проводимости, отвечающих

в основном за всю совокупность явлений проводимости. Квази-частицы второй ветви мы называем электронами проводимости или s-электронами, чтобы подчеркнуть их генетическую связь с электронами проводимости одноэлектронной теории, хотя вместе с тем следует иметь в виду их существенное отличие от последних. Действительно, эти квази-частицы суть элементарные возбуждения, возникновение которых вытекает из самой общей постановки задачи движения электронной системы, из общего гамильтониана, учитывающего межэлектронное взаимодействие; более того, обоснование вытекает из полевой теории коллективных взаимодействий [11].

С другой стороны, хотя они, вследствие межэлектронного взаимодействия и полевых свойств материи, обладают иной энергией, иной эффективной массой и т. п., нежели электроны металла по одноэлектронной модели, они подчиняются той же фермиевской статистике и также являются главными переносчиками электрического тока, как и обычные электроны.

Согласно этой модели, будем считать систему элементарных возбуждений второй ветви в ферромагнетике смесью двух «газов» элементарных возбуждений, в соответствии с двумя возможными ориентациями спина. Энергия s-электрона в приближении эффективной массы равна

$$E = \alpha - \alpha' \boldsymbol{y} \vec{\sigma} + (\beta + \beta' \boldsymbol{y} \vec{\sigma}) \boldsymbol{k}^2, \tag{1}$$

где α, α', β и β' — параметры, зависящие от интегралов обмена s- и d-электронов и интегралов переноса s-электрона; $\boldsymbol{y}$ — средний относительный атомный магнитный момент d-электрона, $\vec{\sigma}$ — вектор спина s-электрона и $\boldsymbol{k}$ — квази-импульс электрона.

2. Согласно зонной теории металлов [12], выражение для плотности состояний имеет вид

$$n(E) = \pm \frac{m^2}{8\pi^3\hbar^4 |\boldsymbol{g}|} \int\limits_{-E_g}^{E-V_{000}-E_g} \frac{\Gamma d\Gamma}{\sqrt{\Gamma^2 - |V_g|^2}}, \tag{2}$$

где E — энергия электрона в металле, $E_g = \frac{\hbar^2}{2m}\pi^2 g^2$ — кинетическая энергия электрона, движущегося перпендикулярно отражающей сетке и претерпевающего брегговское отражение, V_g — коэффициент Фурье в разложении потенциала решетки, и переменная интегрирования

$$\Gamma = E - V_{000} - E_g - \frac{\hbar^2}{2m}(\varkappa_2^2 + \varkappa_3^2), \tag{3}$$

где $\varkappa_2$ и $\varkappa_3$ — составляющие квази-импульса электрона, параллельные границе зоны, а составляющая $\varkappa'_1 = -\pi|g| + \varkappa_1$ направлена параллельно вектору обратной решетки $\boldsymbol{g}$. Знак плюс следует брать для состояний верхней полосы, минус — для состояний нижней полосы.

3. В случае ферромагнитных металлов формула (1) заменяется выражениями

$$n_{\pm}(E, y) = \pm \frac{m_{\pm}^2}{8\pi^3\hbar^4 |\boldsymbol{g}|} \int \frac{\Gamma_{\pm} d\Gamma_{\pm}}{\sqrt{\Gamma_{\pm}^2 - |V_g|^2}}. \tag{4}$$

Заметим, что пределы интегрирования в формулах (4) отличны от пределов интегрирования в (3). Здесь n_+ — плотность состояний, соответствующая правой ориентации спинов, а n_- — левой, причем естественно считать справедливым очевидное соотношение

$$n(E, y) = n_+(E, y) + n_-(E, y). \tag{5}$$

Ограничиваясь областью температур, близких к точке Кюри ($y \ll 1$), можно $\Gamma_\pm$ разложить в ряд относительно y и оставить лишь члены не выше второй степени. Тогда для полной плотности состояний «электронов проводимости» в ферромагнитных металлах получаем окончательное соотношение вида:

$$n(E, y) = n_+(E, y) + n_-(E, y) \approx \frac{m_1^2}{4\pi^2\hbar^4 |g|}(1 + A^2y^2)\int \frac{\Gamma d\Gamma}{\sqrt{\Gamma^2 - V_g^2}}, \qquad (6)$$

где $A = \beta'/\beta$ — величина порядка единицы и ниже. Пределы интегрирования в (6) такие же, как в (3).

Вид функции $n(E, y)$ (кривая 1) и $n(E, 0)$ (кривая 2) показан на рис. 1 [$n(E, 0)$ есть $n(E, y)$ при $y = 0$]. Отметим, что отклонение изображаемых здесь кривых от кривой для свободных электронов (показана пунктиром) обусловливается только двумя плоскостями: g и $-g$, между тем как следует рассматривать по крайней мере шесть плоскостей. Следовательно, эти отклонения необходимо умножить на число пар эквивалентных плоскостей, ограничивающих нижнюю полосу.

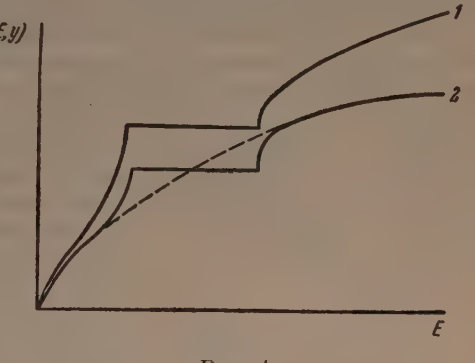


Рис. 1

Из формулы (6) и рис. 1 видно, что кривая $n(E, y)$ расположена выше кривой $n(E, 0)$. Отсюда следует, что при учете нескольких эквивалентных плоскостей скачок в изменении плотности состояний электронов проводимости ферромагнетиков $n(E, y)$ вблизи температуры Кюри будет более резким, чем в отсутствие намагниченности. При $y = 0$ выражение для плотности состояний электронов проводимости ферромагнетика в точности совпадает с формулой для плотности состояний обычных металлов.

4. Формулу для плотности состояний легко привести к виду

$$n(E, y) = n(E, 0)(1 + A^2y^2). \qquad (7)$$

Самое существенное в этом выражении заключается в том, что плотность состояний электронов проводимости ферромагнетика является квадратичной функцией самопроизвольной намагниченности. Самопроизвольная намагниченность является функцией температуры, вследствие чего и величина плотности электронных состояний в ферромагнетике, зависящая от y, должна обладать аномальным температурным ходом.

С ростом намагниченности, как это показывают формулы, плотность состояний электронов проводимости ферромагнетика возрастает. Это позволяет заключить, что полоса уровней s-электронов ферромагнетика становится у́же. Этот факт находится в согласии с тем обстоятельством, что в ферромагнетике, в первом приближении, спины системы электронов (d-электронов) сильно связаны между собой, а орбитальные моменты взаимно погашаются, и имеет место явление, аналогичное эффекту Пашена—Бака. А именно, под влиянием сильного внутреннего «магнитного поля», обусловленного обменным взаимодействием s- и d-электронов, происходит не усложнение картины уровней s-электронов, а, напротив, ее упрощение, т. е. как раз сужение полосы.

Исходя из формулы (7), легко получить выражение для ферромагнитной «аномалии» плотности электронных состояний в ферромагнетиках

$$\frac{n(E, y) - n(E, 0)}{n(E, 0)} = A^2y^2, \qquad (8)$$

Эта величина пропорциональна квадрату самопроизвольной намагниченности. Весьма желательно произвести экспериментальную проверку теоретических выводов, представленных этой формулой.

Таким образом, нам удалось показать, используя обменную модель внешних и внутренних электронов ферромагнетика, что плотность электронных состояний в ферромагнетике должна зависеть от величины их самопроизвольной намагниченности. Вблизи температуры ферромагнитного превращения эта зависимость имеет простой квадратичный характер. Кроме того, получена ферромагнитная «аномалия» плотности электронных состояний в ферромагнитных металлах [13].

5. В рамках той же модели произведено [14] теоретическое рассмотрение вопроса о поглощении и испускании рентгеновых лучей ферромагнитными металлами. Из этой теории следует, что испускание и поглощение рентгеновых лучей должно зависеть от величины самопроизвольной намагниченности ферромагнитного металла. Вблизи точки Кюри эта зависимость имеет простой квадратичный характер. Расчет также показывает, что кривая интенсивности $F\ (E,\ y)$ K-излучения в ферромагнитике должна быть расположена несколько выше кривой в отсутствие намагниченности (рис. 2) *. Поэтому характер ренгеновского спектра должен претерпевать заметное изменение при переходе через точку ферромагнитного превращения. Поскольку при этом превращении мы имеем дело с изменениями в магнитной структуре кристалла, то тем самым показано на конкретном примере влияние структурных (энергетических) неоднородностей на структуру ренгеновских спектров. Это открывает принципиальную возможность установления строгой количественной корреляции между видом рентгеновского спектра и структурным состоянием кристалла.

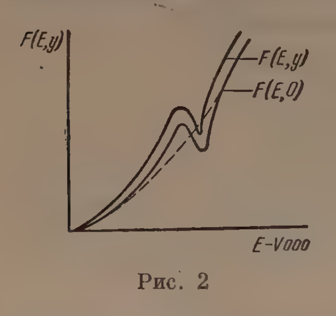


Рис. 2

В каком направлении следует развивать теоретические исследования рентгеновских спектров металлов? Нам кажется, настало время начать созидание более совершенной теории ренгеновских спектров металлов. Например, из имеющихся двух теорий тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения металлов, теории Кронига, основанной на блоховской одноэлектронной модели металла, в основу которой кладутся периодичность кристаллической решетки и общие квантовомеханические принципы, и теории Костарева, рассматривающей поглощение рентгеновых лучей металлом как атомный процесс, на который существенное влияние оказывают лишь атомы ближайшего окружения, следует создать единую теорию, в рамках которой учитывалась бы и полная симметрия кристаллической решетки (группы пространственной симметрии), и влияние ближнего окружения. Следует попутно отметить, что одноэлектронная зонная теория пренебрегает не только электронным воздействием, но в ней также не учитывается угловая зависимость потенциала в реальной кристаллической решетке.

Таким образом, первой задачей является построение более последовательной одноэлектронной теории рентгеновских спектров, учитывающей как ближайшее окружение, так и угловую зависимость потенциала в реальной кристаллической решетке.

Изучение ренгеновских спектров металлов и сплавов, особенно тонкой структуры, может в конечном счете привести, наряду с изучением других физико-химических свойств металлов, к более правильной теории металлического состояния.

---

* Кривая интенсивности для свободных электронов, как и на рис. 1, обозначена пунктиром.

За последние годы как у нас, так и за рубежом уделяется особое внимание построению теории, учитывающей электроны и решетку металла в единой схеме, теории, учитывающей межэлектронное взаимодействие и рассматривающей металл как единое целое. Это теория квази-частиц и теория коллективных взаимодействий. Поскольку последняя теория является полевой, то симметрия кристаллической решетки в ней не должна рассматриваться феноменологически, как в обычной квантовой теории металлов, а должна автоматически вытекать из свойств симметрии соответствующих полей.

Поэтому следующей задачей является создание многоэлектронной теории рентгеновских спектров, учитывающей как полную симметрию кристаллической решетки, так и влияние ближнего окружения.

Наконец, нужно стремиться к созданию наиболее последовательной теории рентгеновских спектров, основанной на полевой теории коллективных взаимодействий, в которой симметрия кристаллической решетки должна автоматически вытекать из симметрии соответствующих полей.

В заключение подчеркнем, что изложенные выше расчеты не претендуют на количественное описание испускания и поглощения рентгеновых лучей ферромагнитными металлами, так как они проведены в рамках упрощенной модели ферромагнетика. Тем не менее, повидимому, нет оснований сомневаться в том, что основные качественные выводы о зависимости поглощения и испускания рентгеновых лучей ферромагнитными металлами от самопроизвольной намагниченности должны соответствовать действительности.

Институт физики металлов
Уральского филиала Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Вонсовский С. В., ЖЭТФ, 16, 981 (1946).
2. Вонсовский С. В. и Туров Е. А., 24, 419 (1953).
3. Боголюбов Н. Н., Лекції з квантовоі статистики. — Киев, 1949.
4. Вонсовский С. В., ЖЭТФ, 18, 219 (1948).
5. Вонсовский С. В., Изв. АН СССР, Серия физич., 11, 463 (1947).
6. Вонсовский С. В. и Соколов А. В., ЖЭТФ, 19, 615, 703 (1949).
7. Вонсовский С. В. и Соколов А. В., ДАН СССР, 76, 197 (1951).
8. Соколов А. В. и Векслер А. З., ДАН СССР, 81, 27 (1951).
9. Соколов А. В. и Векслер А. З., ЖЭТФ, 25, 215 (1953).
10. Вонсовский С. В. и Родионов К. П., ДАН СССР, 75, 643 (1950).
11. Bohm D., Pines D., Phys. Rev., 82, 625 (1951); Pines D., Bohm D., Phys. Rev., 85, 338 (1952).
12. Вильсон А., Квантовая теория металлов.— ОГИЗ, ГИИТЛ, 1941.
13. Соколов А. В. и Ципис С. М., ЖЭТФ, 28, 321 (1955).
14. Соколов А. В., ЖЭТФ, 28, 326 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

К. И. НАРБУТТ

О СТРУКТУРЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ИОНОВ В РАСТВОРЕ

Проведенное недавно [1] исследование рентгеновских спектров поглощения ионов в растворах позволило выявить влияние ряда факторов на тонкую структуру основного рентгеновского края поглощения ионов. В частности, было показано следующее.

1. Природа растворителя оказывает существенное влияние на рентгеновский спектр поглощения раствора. Вариация растворителя приводит: а) к существенному изменению ширины главного максимума поглощения; б) к смещению широкого диффузного максимума на расстояние до 18 eV; в) к смещению положения главного максимума поглощения; г) к изменению расстояния между главным и следующим за ним максимумом.

2. Намечается связь между шириной главного максимума поглощения и величиной дипольного момента молекул растворителя. Явление расширения главного максимума с увеличением дипольного момента молекул растворителя может быть, в общих чертах, понято на основании представления о Штарк-эффекте ионов цинка в молекулярном поле растворителя.

3. На примере ряда комплексных ионов цинка обнаружена четкая связь между типом иона, в который входит атом цинка, и рентгеновским спектром поглощения последнего.

В связи с этими результатами возник вопрос о том, какое отражение находят эти явления в эмиссионных рентгеновских спектрах. Для ответа на этот вопрос было предпринято исследование эмиссионных рентгеновских спектров растворов.

Эмиссионные рентгеновские спектры растворов были получены методом вторичного возбуждения. В качестве основной аппаратуры был использован разработанный автором ранее [2] флуоресцентный рентгеновский спектрометр, снабженный мощной запаянной рентгеновской трубкой [3], позволившей работать при режиме 200 mA и 50 kV. Следует заметить, что только применение этой мощной рентгеновской трубки позволило получить эмиссионные рентгеновские спектры растворов. Рентгеновская трубка, помещенная в защитный кожух, монтируется на спектрометре в горизонтальном положении так, что первичный пучок рентгеновских лучей направлен вертикально вниз. На пути этого пучка наклонно к оптической оси спектрометра располагается исследуемый объект — вторичный излучатель (рис. 1, *а*). Такое расположение удобно в случае твердых объектов. В случае получения эмиссии от раствора возникают дополнительные трудности. Для получения спектра раствора был применен следующий прием: весь спектрометр в целом был поставлен в наклонное положение с таким расчетом, чтобы плоская кювета с бортиками высотой 2 мм, заполненная раствором, сохраняла горизонтальное положение в пространстве (чтобы раствор не выливался), будучи наклонно ориентирована относительно анализатора спектрометра. Таким образом, флуоресцентное излучение раствора получалось прямо с открытой поверхности жидкости (рис. 1, *б*). Регистрация спектров осуществлялась как ионизационным

(счетчик Гейгера), так и фотографическим методом. Последний приходилось применять при регистрации спектров растворов ввиду того, что испарение раствора с открытой поверхности приводило к нестабильности интенсивности излучения. Приходилось периодически доливать кювету. Вызываемые этим изменения интенсивности затрудняли ионизационную регистрацию, но не мешали фотографической регистраций спектра. В связи с этим спектры твердых веществ регистрировались ионизационным методом, а спектры растворов — фотографическим. Экспозиция при получении рентгеновских спектров растворов составляет 4—6 часов. Съемка производилась во втором порядке отражения от плоскостей (10$\bar{1}$0) кристалла кварца, дисперсия составляла 5 XE мм$^{-1}$.

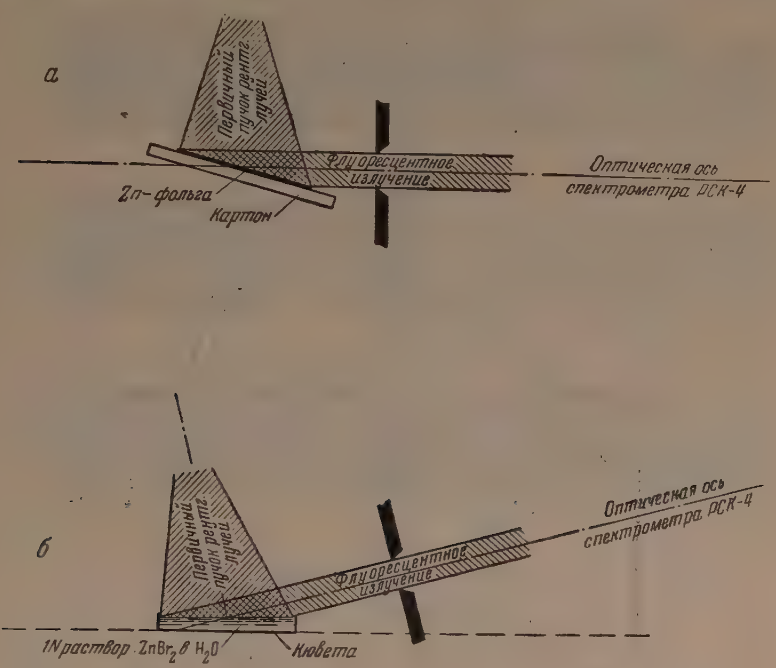


Рис. 1. Схема возбуждения флуоресцентных спектров растворов

На рис. 2 приведены репродукции эмиссионных спектров раствора $ZnBr_2$ в воде и металлического цинка, полученные методом флуоресценции. Сравнение положения линий в обоих случаях было сделано по отношению к линиям AuL $\alpha_{1,2}$, которые были получены на спектрограммах для этой цели. Существенного смещения линий раствора по сравнению с линиями металла замечено не было. Что же касается формы и ширины линий, то здесь был зарегистрирован весьма четкий эффект (расширение линий раствора по сравнению с металлом видно даже из репродукций).

На рис. 3 приведены микрофотограммы полученных спектров. Из рисунка видно, что в случае раствора линии сильно расширены и асимметризованы. Это относится как к ионам цинка, так и к ионам брома. В то же время линии металлического цинка, как это уже неоднократно отмечалось ранее, вполне симметричны и намного у́же линий раствора. Вслед за тем было предпринято систематическое изучение ширины и формы линий $K\alpha_{1,2}$ ионов $Zn^{\cdot\cdot}$ в зависимости от природы растворителя. Одно и то же вещество (хлористый цинк) растворялось в ряде растворителей: вода, ацетон, метиловий спирт, глицерин, муравьиная кислота. Полученные спектрограммы фотометрировались, измерялась ширина линии $K\alpha_1$ на высоте пика линии $K\alpha_2$ и определялся индекс асимметрии. Результаты измерений приведены в табл. 1.

Для сравнения были получены эмиссионные K-спектры ряда твердых соединений цинка. Соответствующие данные сведены в табл. 2.

Рассмотрение табл. 1 и 2 позволяет сделать некоторые выводы:

1. Ширина $K\alpha_1$-линий ионов в растворе в 1,5—1,8 раза больше, чем ширина линий твердых веществ.

2. $K\alpha_1$-линии ионов в растворе сильно асимметризованы, индекс асимметрии (k) зависит от природы растворителя, причем $k \geqslant 1$.

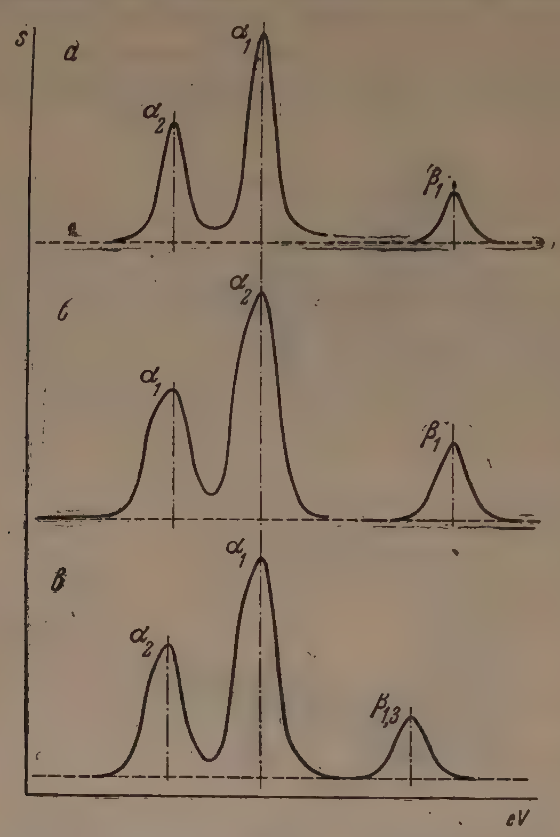


Рис. 3. Микрофотограммы K-спектров металлического цинка и ионов: *а* — эмиссионный K-спектр Zn-металла, *б* — эмиссионный K-спектр $Zn^{\cdot\cdot}$ (1 N раствор $ZnBr_2$ в H_2O), *в* — эмиссионный K-спектр Br' (1N раствор $ZnBr_2$ в H_2O)

3. Индекс асимметрии $K\alpha_1$-линий большинства твердых соединений близок к единице, исключение составляют водные соли и сернистый цинк, для которых $k < 1$.

Объяснение этих явлений можно искать в том, что здесь, так же как это было показано на рентгеновских спектрах поглощения [1], имеет место Штарк-эффект в молекулярном поле растворителя. Обнаруженная

Таблица 1

Растворитель $ZnCl_2$	Ширина линии $K\alpha_1$, eV	Индекс асимметрии линии $K\alpha_1$
Вода	6,3	1,28
Ацетон	5,4	1,15
Метиловый спирт	5,4	1,41
Глицерин	5,6	1,18
Муравьиная кислота	6,3	1,00

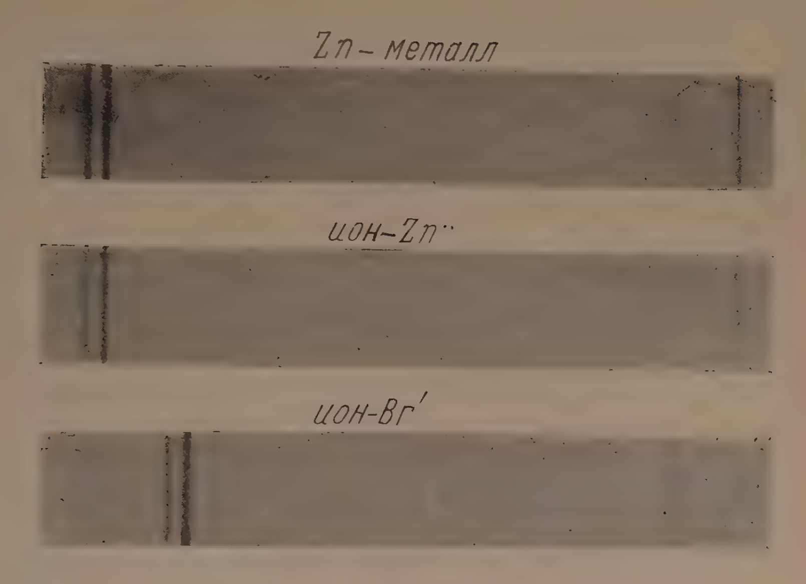


Рис. 2. Репродукция флуоресцентных K-спектров металлического цинка и ионов. Представлены линии $K\alpha_{1,2}$ и $K\beta_1$

Таблица 2

Соединение	Ширина линий $K\alpha_1$ в eV	Индекс асимметрии линии $K\alpha_1$
Zn-металл	3,6	1,00
ZnO	3,4	0,97
ZnS	3,7	0,94
$Zn(CH_3COO)_2$	3,4	1,08
$ZnCl_2$	3,4	1,04
$ZnBr_2$—безводный	3,6	1,05
$ZnBr_2$—водный	3,6	0,90
$ZnSO_4 \cdot nH_2O$	3,6	0,93

зависимость индекса асимметрии от природы растворителя указывает на правдоподобность такого предположения. Вместе с тем, расширение спектральных линий приблизительно одинаково для всех растворителей. Это указывает на то, что расширение линий связано не столько с природой растворителя, сколько с самим фактом ионизации. Поскольку линии $K\alpha_{1,2}$ связаны с переходом электронов с L_{II}- и L_{III}-уровней на уровень K, приходится признать, что процесс ионизации приводит к расщеплению этих уровней.

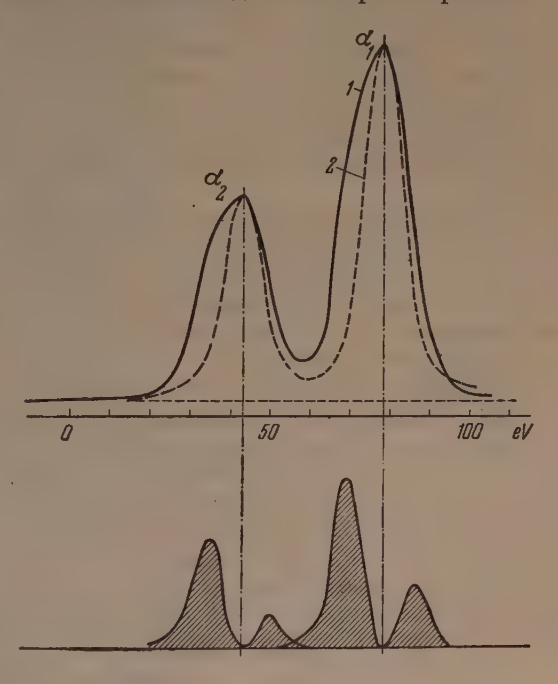


Рис. 4. Сопоставление формы линий $K\alpha_{1,2}$ металлического цинка и ионов $Zn^{\cdot\cdot}$

На рис. 4 из контура спектральной линии раствора (ионы $Zn^{\cdot\cdot}$, кривая *1*) вычтен контур спектральной линии металлического цинка (кривая *2*). Полученная разность дана внизу (заштрихованные линии). Такое сравнение обнаруживает появление у линии иона $Zn^{\cdot\cdot}$ двух дополнительных компонентов.

Возможно также и другое объяснение, основанное на представлении о наличии в растворе двух состояний: ион $Zn^{\cdot\cdot}$ и недиссоциированная молекула. Если далее предположить, что этим двум различным состояниям соответствуют два несколько отличных положения линии $K\alpha_1$ на шкале длин волн, то наблюдаемая экспериментально линия будет представлять собой суперпозицию двух компонентов. Тем самым может быть объяснено расширение линий. Далее, так как в зависимости от степени диссоциации интенсивность этих двух компонентов будет меняться, то будет изменяться и индекс асимметрии суммарной линии. Дальнейшее исследование покажет, какое из толкований является правильным. В этом отношении важную роль должно сыграть изучение зависимости формы спектральной линии от концентрации раствора.

Институт геологических наук
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Нарбутт К. И., ЖЭТФ, **26**, 208 (1954).
2. Нарбутт К. И., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 249 (1953).
3. Нарбутт К. И. и Фридман Е. М., см. настоящий номер журнала, стр. 136.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

В. А. КАЗАНЦЕВ

РЕНТГЕНОВСКАЯ ТРУБКА ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

На рисунке представлен продольный разрез предлагаемой рентгеновской трубки. Трубка состоит из четырех основных частей: корпуса *1*, катода *2*, анода *3* и тройника *4*, который связывает перечисленные ее части. Трубка ставится вертикально — катодом вверх, анодом вниз.

Электрическая безопасность рентгеновской трубки достигается тем, что анод, на который подается высокое напряжение, опущен под плоскость *5* станины и экранирован железными листами (закрыты все проемы станины).

Юстировка анода производится один раз при сборке трубки, и до появления надобности в ремонте анода нет надобности снимать его. Нижняя часть анода, соединенная при помощи накидной гайки *6* с корпусом анода *3*, может быть вынута вместе с подводящей воду трубкой *7*. Это позволяет производить промывку внутренней полости трубки анода *8* кислотами (удаление накипи).

Корпус трубки *1* выполнен в виде шлифа *. Это делает трубку чрезвычайно удобной для производства экспресс-анализов, так как имеется возможность быстро снимать корпус трубки вместе с катодом, производить замену исследуемого образца и оксидирование катода. Юстировка трубки при этом не нарушается. Корпус трубки легко отделяется от катода *2*, что позволяет тщательно производить очистку внутренней поверхности трубки после каждого анализа.

Перечисленные конструктивные особенности трубки дают возможность значительно ускорить ход производства анализа, а следовательно, снизить стоимость одного анализа.

Регулировка формы и размеров фокусного пятна производится при помощи фокусирующего колпачка *9*. Колпачок *9* выполнен не в виде полого цилиндра, как это обычно принято, а в виде цилиндра со съемным донышком. Набор донышек с различными отверстиями в них и позволяет получать различные размеры и формы фокусного пятна. Форму нити катода при этом изменять не требуется — она остается линейной.

Штриховое фокусное пятно может выставляться перпендикулярно либо параллельно кристаллу путем простого поворота всего катода *2* на 90°. Благодаря этому можно получать узкие угловые интервалы спектров повышенной интенсивности, а также широкие интервалы спектров с нормальной интенсивностью (кристалл и линейный фокус параллельны) и весьма равномерным распределением фона сплошного спектра по всему интервалу углов. Это свойство трубки позволяет использовать ее для анализа спектров поглощения.

При широком фокусе трубка свободно выдерживает нагрузки в 50—60 mA, 60 kV.

---

* Следует заметить, что высказываемое иногда мнение о порче вакуума смазкой шлифа является несостоятельным.

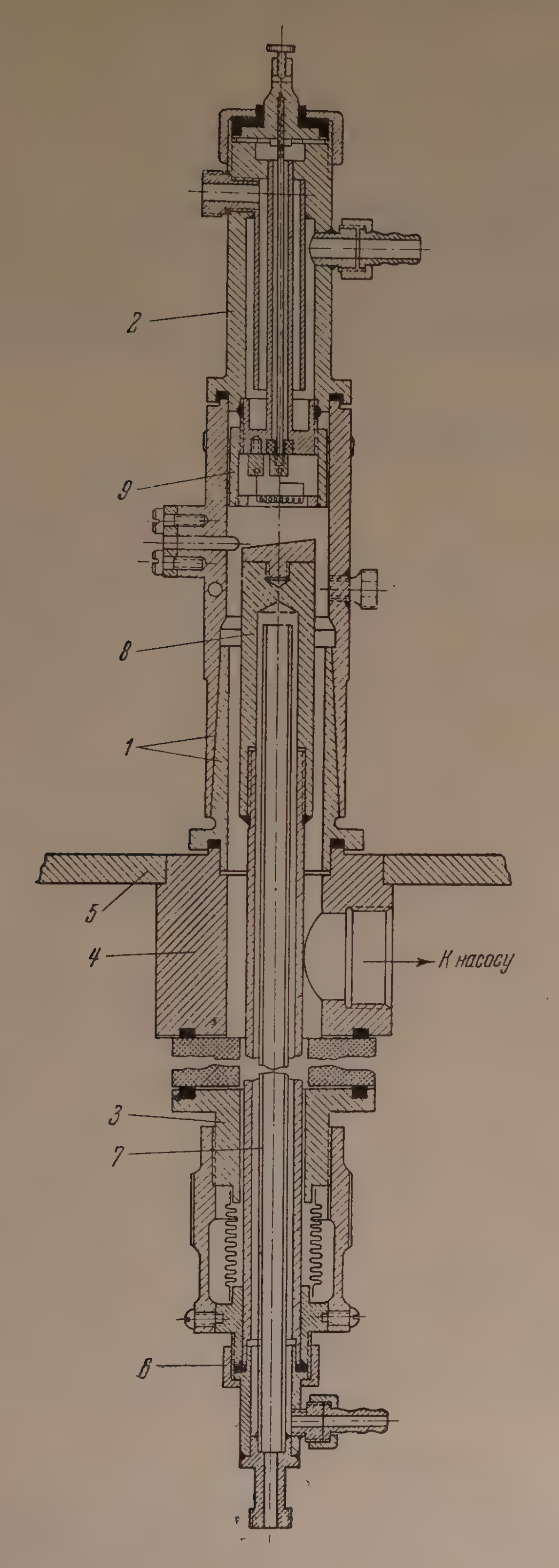


Рис. 1

Безопасность трубки в отношении высокого напряжения в значительной мере снижает утомляемость обслуживающего персонала, а следовательно, повышает производительность труда. Безопасность трубки позволяет также широко использовать ее при работе со студентами.

Простота устройства и удобство в работе могут служить основанием для рекомендации трубки геологическим управлениям, использующим методы рентгеновского спектрального анализа руд и минералов.

Использование трубки в рентгеновской лаборатории РГУ им. Молотова в течение четырех лет показало, что трубка весьма удобна и безотказна в работе как при химических анализах, так и при исследовании тонкой структуры спектров.

В 1954 г. трубка принята в производство экспериментальными мастерскими РГУ; она ставится на коротковолновые рентгеновские спектрографы.

Ростовский гос. университет
им. В. М. Молотова

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

М. А. БЛОХИН и А. Н. ГУСАТИНСКИЙ

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ОБРАЗЦА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ

1. Постановка вопроса

В настоящей статье рассматривается вопрос о выборе оптимальной поверхностной плотности образца при исследовании рентгеновских спектров поглощения с применением ионизационной или фотографической регистрации. Под оптимальной поверхностной плотностью ниже будет подразумеваться поверхностная плотность, обеспечивающая наибольшую контрастность, т. е. наибольшую относительную разность непосредственно наблюдаемых величин по обе стороны края поглощения. При исследовании тонкой структуры спектра поглощения под наибольшей контрастностью следует понимать наибольшую относительную величину флюктуаций непосредственно наблюдаемых величин.

В случае ионизационной регистрации (ионизационными камерами, пропорциональными усилителями, счетными трубками), а также при регистрации с помощью сцинтиллирующего кристалла и электронного умножителя интенсивность лучей в широком интервале практически пропорциональна непосредственно измеряемой величине — ионизационному току, числу импульсов и т. д. В этом случае достаточно решить задачу об обеспечении наибольшей возможной относительной разности интенсивностей $(I_1-I_2)/I_0$ сплошного спектра после прохождения образца по обе стороны от края поглощения, либо об обеспечении наибольших относительных флюктуаций интенсивности $\Delta I/I_0$ в области тонкой структуры, в зависимости от цели исследования.

В случае фотографической регистрации под непосредственно наблюдаемой величиной следует понимать отклонение l регистрирующего прибора при фотометрировании спектрограммы,— например, зайчика гальванометра или электрометра либо пера самописца. В этом случае условием наибольшей контрастности явится обеспечение наибольшей величины относительной разности отклонений $(l_2-l_1)/l_0$, где l_0 — отклонение гальванометра при прохождении светового луча через необлученное место спектрограммы, l_1 и l_2 — отклонения, соответственно, с длинноволновой и коротковолновой сторон от края поглощения. При исследовании тонкой структуры контрастность определяется величиной $\Delta l/l_0$.

Отметим здесь, что в ряде предыдущих работ [1] вопрос о выборе оптимальной толщины поглотителя рассмотрен неверно или неполно.

2. Ионизационная регистрация

Оптимальная поверхностная плотность $m_{о.и}$, поглотителя, обеспечивающая наибольшую разность интенсивностей по обе стороны края, определена в работе Сандстрёма [2] и может быть найдена по следующей формуле:

$$m_{о.\,и} = 2{,}30 \frac{\log S}{\tau_{m,\,2}(1 - S^{-1})}, \tag{1}$$

здесь $S = \tau_{m,2}/\tau_{m,1}$ — скачок поглощения, $\tau_{m,1}$ и $\tau_{m,2}$ — массовые коэффициенты поглощения, соответственно, с длинноволновой и коротковолновой сторон от края.

Для оптимальной поверхностной плотности $m_{о.\,и}$ в области тонкой структуры Паласиос [3] нашел:

$$m_{о.\,и} = \frac{1}{\tau_m}, \tag{2}$$

где τ_m — среднее значение массового коэффициента поглощения в этой области.

Как Сандстрём, так и Куриленко, в работе которого опубликована формула Паласиоса, а в дальнейшем и многие другие авторы применяли формулы (1) и (2) при фоторегистрации, что, как ниже будет показано, неверно. Формулы (1) и (2) обеспечивают получение наибольшего контраста интенсивностей или величин, пропорциональных им, т. е. применимы при ионизационной регистрации.

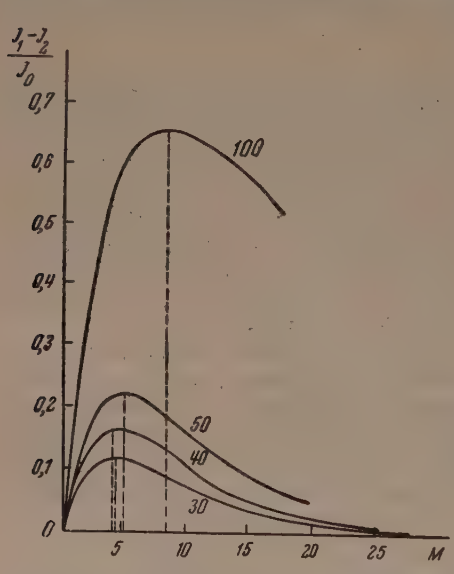


Рис. 1. Зависимость $(I_1 - I_2)/I_0$ от M (в мг см$^{-2}$) для K-края цинка в сплавах Cu—Zn. На кривых указано содержание цинка в процентах

При исследовании образца сложного состава массовые коэффициенты поглощения τ_m должны быть определены по формуле:

$$\tau_m = \frac{1}{100} \sum_i C_i \tau_{m,\,i},$$

где C_i—весовая концентрация отдельных элементов в процентах, $\tau_{m,\,i}$ — массовые коэффициенты поглощения этих элементов.

Зависимость относительной разности интенсивностей $(I_1—I_2)/I_0$ от поверхностной плотности M образца сложного состава представлена на рис. 1, где в качестве примера показан результат расчета величины $(I_1—I_2)/I_0$ для конкретного случая исследования K-края поглощения цинка в сплавах Cu—Zn разного состава. На представленных кривых указано процентное содержание цинка C_{Zn}, для которого рассчитана данная кривая. Оптимальные поверхностные плотности $M_{о.и}$, соответствующие максимумам этих кривых, приведены в табл. 1. Там же указаны соответствующие этим значениям $M_{о.и}$ величины $m_{о.и}$ поверхностной плотности цинка в сплаве:

$$m_{о.\,и} = 0{,}01 C_{Zn} M_{о.\,и},$$

а также отношение

$$(I_1 - I_2)_{m_{о.\,и}} / (I_1 - I_2)_{8,32},$$

где индекс указывает значение $m_{о.и}$; это отношение показывает, во сколько раз упадет контрастность, если при расчете пренебречь наличием другого компонента.

Как видно из последнего столбца табл. 1, при выборе постоянной поверхностной плотности исследуемого элемента по расчету, сделанному для чистого элемента, контрастность может оказаться в десятки раз мень-

ше максимальной. Из этой таблицы видно также, что оптимальная поверхностная плотность $m_{о.и}$ исследуемого элемента в образце сложного состава быстро убывает с уменьшением концентрации этого элемента в образце. Отсюда следует, что оптимальная поверхностная плотность чистого

Таблица 1

c_{Zn}, %	$M_{о.и}$, мг см$^{-2}$	$m_{о.и}$, мг см$^{-2}$	$\frac{(I_1-I_2)m_{о.и}}{(I_1-I_2)_{8,32}}$
100	8,32	8,32	1,0
50	5,1	2,55	3,0
40	4,33	1,74	6,4
30	4,4	1,32	27

элемента ни в коей мере не является каких-либо стандартом в случае проб сложного состава, что опровергает широко распространенное заблуждение в этом вопросе.

3. Фотографическая регистрация при отсутствии мешающего фона

Вопрос о выборе оптимального времени экспозиции при съемке спектров поглощения рассмотрен в работе одного из авторов [4]. В дальнейшем мы будем предполагать, что оптимальная поверхностная плотность $m_{о,ф}$

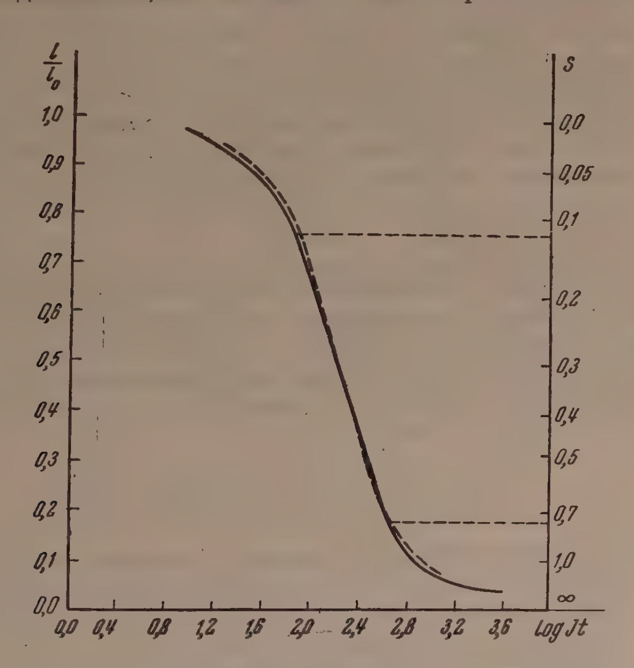


Рис. 2. Зависимость l/l_0 от $\log It$ по экспериментальным данным для линии $PbL\alpha_1$. На оси справа отложены значения фотоплотности s

ищется из условия максимального контраста непосредственно измеряемых на микрофотометре величин, в предположении, что для каждой поверхностной плотности m выбирается оптимальная экспозиция.

В той же работе [4] построен по теоретическим данным график зависимости l/l_0 от $\log It$. В настоящей работе эта зависимость исследована экспериментально. График (рис. 2) оказался практически линейным в широ-

ком интервале фотоплотностей: $0,14 < s < 0,74$. Таким образом, контрастность на микрофотограмме, т. е. относительная разность отклонений $(l_2 - l_1)/l_0$ регистрирующего прибора (микрофотометра), пропорциональна разности логарифмов величин It:

$$\frac{l_2 - l_1}{l_0} \sim \log I_1 t - \log I_2 t = \log \frac{I_1}{I_2}.$$

Следовательно, условием наибольшего контраста в данном случае является обеспечение наибольшего отношения интенсивностей по обе стороны от края поглощения. Это отношение равно:

$$\frac{I_1}{I_2} = \exp\left[(\tau_{m,2} - \tau_{m,1})\, m\right], \tag{3}$$

откуда следует, что контрастность непрерывно растет с поверхностной плотностью m и оптимального значения ее не существует. Естественно, что с увеличением поверхностной плотности m быстро растет оптимальное время экспозиции, при котором край поглощения расположен симметрично по обе стороны от средней линии микрофотограммы, соответствующей фотоплотности $s = \log 2 \approx 0,30$, как это показано в работе [4]. Таким образом, выбрав максимально допустимую по условиям данной работы продолжительность экспозиции, следует подобрать такую поверхностную плотность, при которой середина края поглощения на микрофотограмме будет соответствовать значению $s \approx 0,30$.

4. Фотографическая регистрация при наличии мешающего фона

Под мешающим фоном мы будем понимать все то излучение, которое попадает во время экспозиции на пленку и вызывает ее засвечивание, но не дает скачка поглощения в исследуемой области спектра. Этот фон может состоять из рассеянного излучения, спектров других порядков отражения и т. д. Часть этого излучения проходит через поглотитель и ослабевает при увеличении его толщины. Другая часть этого излучения может попасть на пленку, не пройдя через поглотитель. Интенсивность этой части излучения не будет зависеть от толщины поглотителя. Как известно, наиболее контрастные спектры поглощения могут быть получены в первом порядке отражения, если напряжение на рентгеновской трубке недостаточно для возбуждения спектра второго порядка. В этом случае интенсивность фона будет мало зависеть от поверхностной плотности поглотителя. Предположим в дальнейшем, что интенсивность фона $I_ф$ не зависит от поверхностной плотности поглотителя. В этом случае отношение интенсивностей I_1/I_2 будет равно

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_ф + I_0 \exp(-\tau_{m,1} m)}{I_ф + I_0 \exp(-\tau_{m,2} m)} = \frac{a + \exp(-\tau_{m,1} m)}{a + \exp(-\tau_{m,2} m)}, \tag{4}$$

где $a = I_ф / I_0$ — величина постоянная. Условием оптимальной контрастности будет:

$$\frac{d(I_1/I_2)}{dm} = 0,$$

откуда легко получить следующее уравнение для нахождения оптимального значения $m_{о.ф}$:

$$\exp(\tau_{m,2} m_{о.ф}) - S \exp(\tau_{m,1} m_{о.ф}) = \frac{S-1}{a}, \tag{5}$$

где попрежнему $S = \tau_{m,2} / \tau_{m,1}$. Зная m для конкретного поглотителя, вычислив по известным способам $\tau_{m,1}$ и $\tau_{m,2}$ и измерив I_1 / I_2 по микрофотограмме, можно найти a по формуле (4). Уравнение (5) может быть решено графически, что даст значение оптимальной поверхностной плотности $m_{о.ф}$. Как было выше показано, при $a = 0$ величина $m_{о.ф} = \infty$

При $a = \infty$ величина $m_{о.ф}$, как легко видеть, определяется выражением (1). Таким образом, при $0 < a < \infty$ имеем

$$m_{о.ф} > 2{,}30 \frac{\log S}{\tau_{m,2}(1 - S^{-1})}, \qquad (6)$$

т. е. $m_{о.ф}$ во всяком случае превосходит значение оптимальной поверхностной плотности, вычисленной по Сандстрёму, и тем больше превосходит это значение, чем меньше фон. Это объясняет, почему в целом ряде экспериментальных работ, в которых применялась фоторегистрация спектра, экспериментальный подбор оптимальной поверхностной плотности неизменно приводил к значениям ее, существенно превосходящим величину $m_{о.и}$, вычисленную по формуле (1).

При исследовании тонкой структуры спектра поглощения оптимальная поверхностная плотность $m_{о.ф}$ может быть найдена по уравнению (5), если положить

$$\tau_{m,2} = \tau_{m,1} + \Delta\tau_{m,1},$$

где $\Delta\tau_{m,1}$ весьма мало. Тогда

$$S - 1 = (\Delta\tau_{m,1}) / \tau_{m,1}.$$

Полагая, кроме того, с достаточным приближением

$$\exp(\Delta\tau_{m,1} m_{о.ф}) \approx 1 + \Delta\tau_{m,1} m_{о.ф},$$

получим вместо (5):

$$m_{о.ф}\tau_m = 1 + \frac{1}{a}\exp(-\tau_m m_{о.ф}), \qquad (7)$$

где τ_m — среднее значение массового коэффициента поглощения в исследуемой области спектра. Величина a, как и выше, может быть найдена по формуле (4), если измерено I_1 / I_2 для некоторого m. Решив графически уравнение (7), найдем оптимальное $m_{о.ф}$. При отсутствии фона ($a = 0$) получим

$$m_{о.ф} = \infty,$$

т. е. оптимальной поверхностной плотности не существует: с возрастанием m растет контрастность флюктуаций тонкой структуры. При $a = \infty$ уравнение (7) дает значение $m_{о.ф}$ в точном соответствии с формулой (2). Таким образом, при исследовании тонкой структуры спектра поглощения фотометодом имеем

$$m_{о.ф} > \frac{1}{\tau_m}.$$

5. Экспериментальная проверка

Для экспериментальной проверки зависимости контрастности от поверхностной плотности поглотителя при фоторегистрации был выбран край L_{II} свинца в соединении $Pb(NO_3)_2$. Вычисленный для этого соединения скачок поглощения в области L_{II}-края свинца оказался равным 1,4. Столь малый скачок поглощения был выбран потому, что именно в этом случае вопрос об оптимальной поверхностной плотности имеет решающее значение. Азотнокислый свинец тщательно смешивался со спектральночистым углем в известных весовых отношениях. Смесь плотно набивалась в рамку толщиной 1,7 мм. Рамка взвешивалась до и после набивки. Таким образом можно было обеспечить равномерное распределение образца по всей поверхности рамки (8×5 мм^2) и точно знать поверхностную плотность исследуемого вещества — в данном случае $Pb(NO_3)_2$. В медный анод рентгеновской трубки втирался окисел вольфрама для увеличения общей интенсивности непрерывного спектра. На трубке поддержива-

лось напряжение 28 kV, при котором второй порядок отражения не мог быть возбужден.

Для каждого образца экспозиция выбиралась из следующих соображений. Как уже указывалось в разделе 3 настоящей статьи, график зависимости отношения l/l_0 от логарифма It имеет практически линейную часть в области значений фотоплотности от 0,14 до 0,74. Отсюда следует, что максимальная контрастность практически не будет снижаться с изменением экспозиции до тех пор, пока весь край поглощения расположен в области указанных значений фотоплотности. Таким образом, в случае малых скачков поглощения нет необходимости строго придерживаться правила, согласно которому середина края должна иметь фотоплотность 0,30: достаточно подобрать экспозицию так, чтобы все точки края имели фотоплотности в пределах от 0,14 до 0,74. Это условие и было выбрано в дальнейшей работе в качестве критерия оптимальной экспозиции при съемке спектров поглощения образцов с различной поверхностной плотностью.

Результаты эксперимента даны в табл. 2. Для того чтобы эти результаты имели по возможности более общее значение, вместо поверхностной плотности M образца сложного состава, т. е. в данном случае — азотнокислого свинца, в табл. 2 дано отношение этой величины к $M_{о.и}$ — оптимальной поверхностной плотности, вычисленной по формуле (1). При подстановке численных значений величин, входящих в формулу (1), как S, так и $\tau_{m,2}$ вычислялись для состава молекулы азотнокислого свинца. $M_{о.и}$ оказалась равной 10,3 мг см$^{-2}$. Во втором столбце табл. 2 приведена контрастность края также в относительных единицах, т. е. дано отношение $(l_1—l_2)_M$ — к амплитуде края при оптимальной поверхностной плотности $M_{о.и}$, вычисленной по формуле (1). При фотометрировании во всех случаях обеспечивалось постоянство величины l_0.

Таблица 2

$M/M_{о.и}$	0,88	1,00	1,36	2,52
$(l_1-l_2)_M/(l_1-l_2)_{M_{о.и}}$	0,95	1,00	1,16	2,17

Как видно из табл. 2, контрастность края на микрофотограмме существенно растет с возрастанием поверхностной плотности образца и легко может более чем в два раза превысить контрастность, которая может быть получена на образце с оптимальной поверхностной плотностью $M_{о.и}$. Отсюда ясно, что при фотографической регистрации величина $M_{о.и}$ не является оптимальной.

Чтобы выяснить роль мешающего фона в конктретном случае L_{II} -края свинца в азотнокислом свинце, были вычислены по уравнению (5) значения относительного фона a, соответствующие заданному значению отношения оптимальной поверхностной плотности $M_{о.ф}$ при фоторегистрации к оптимальной поверхностной плотности $M_{о.и}$ при ионизационной регистрации. Последняя величина определялась по формуле (1). Для удобства расчетов формула (5) была преобразована к следующему виду:

$$\exp\left(\frac{\ln S}{1-S^{-1}}\,k\right) - S\exp\left(\frac{\ln S}{S-1}\,k\right) = \frac{S-1}{a}, \qquad (8)$$

где $k = M_{о.ф}/M_{о.и}$. Вычисленная по этой формуле при $S = 1{,}40$ зависимость отношения k от величины $a = I_ф/I_0$ представлена в табл. 3.

Как показывает простой расчет, контрастность $(l_1—l_2)_{M_{о.ф}}$ возрастает с величиной k прямо пропорционально этой величине. Так как обычно интенсивность фона составляет 5—15% от «полезной» интенсивности, т. е. находится в пределах 0,05—0,15, то, как видно из табл. 3, оптимальна

Таблица 3

a	0	0,01	0,05	0,10	0,30	1,0	4,0	∞
k	∞	3,6	2,6	2,2	1,6	1,3	1,1	1,0

поверхностная плотность $M_{о.ф}$ при фоторегистрации должна быть в 2—2,5 раза больше, чем при ионизационной регистрации, что даст возрастание контрастности края на микрофотограмме также примерно в 2—2,5 раза.

Интересно отметить, что при исследовании чистого элемента отношение интенсивностей I_1/I_2 при оптимальной поверхностной плотности $m_{о.и}$, определенной по формуле (1), равно скачку поглощения S:

$$\left(\frac{I_1}{I_2}\right)_{m=m_{о.и}} = \frac{\tau_{m,2}}{\tau_{m,1}} = S.$$

При ионизационной регистрации этому соответствует наибольший контраст. При фотографической регистрации наибольшему возможному контрасту соответствует отношение интенсивностей $(I_1/I_2)_{m>m_{о.и}}$, значительно превосходящее скачок поглощения S.

Выводы

1. Формулы (1) и (2) обеспечивают максимальную контрастность края лишь при ионизационной регистрации спектра или регистрации фотоэлектронным умножителем.

2. В случае образца сложного состава, при подстановке в формулы (1) и (2) коэффициента поглощения и скачка поглощения обе эти величины должны быть вычислены не для исследуемого элемента, а для всего образца.

3. При фотографической регистрации контрастность спектра поглощения на микрофотограмме растет с поверхностной плотностью и ограничивается только мешающим фоном.

4. Оптимальная поверхностная плотность при фоторегистрации может быть вычислена путем графического решения уравнений (5) или (7) для главного края или тонкой структуры соответственно.

5. Относительная величина мешающего фона $a = I_ф/I_0$ может быть найдена по формуле (4) путем измерения отношения интенсивностей I_1/I_2 в случае некоторого поглотителя с поверхностной плотностью m.

6. Имея в виду, что с увеличением m интенсивность мешающего фона может убывать, точное значение $m_{о.ф}$ может быть найдено лишь по методу «приближения и ошибок» путем изготовления поглотителя с вычисленной по (5) или (7) поверхностной плотностью, нового определения величины a для этого поглотителя и повторения того же процесса до нахождения асимптотического значения $m_{о.ф}$.

7. Контрастность спектра поглощения быстро возрастает с уменьшением интенсивности мешающего фона. Поэтому при проведении эксперимента следует принять все возможные меры для снижения интенсивности мешающего фона. Если этого удастся достигнуть, то при ничтожной интенсивности фона кропотливая работа по определению оптимальной поверхностной плотности по методу «приближения и ошибок» является излишней: следует выбрать возможно бóльшую поверхностную плотность, при которой оптимальная экспозиция не превышает допустимого по условиям данной работы времени.

8. Экспозиция практически является оптимальной, если все точки исследуемой области спектра имеют фотоплотность s примерно в пределах

$$0{,}14 < s < 0{,}74.$$

Эти пределы могут быть уточнены в каждом конкретном случае путем построения графика зависимости l/l_0 от $\log It$ по границам линейной области этого графика.

Ростовский гос. университет
им. В. М. Молотова

Цитированная литература

1. Вайнштейн Э. Е., Заводск. лабор. **13**, 424 (1947); **16**, 962 (1950); Нарбутт К. И., Баринский Р. Л., Вайнштейн Э. Е., ДАН СССР, **82**, 567 (1952).
2. Sandström A., Диссертация, Уппсала, 1935.
3. Kurylenko C., Диссертация, Париж, 1939.
4. Блохин М. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 224, 1953.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

Р. Л. БАРИНСКИЙ

РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ Th В СОЕДИНЕНИЯХ $Th(NO_3)_4$ И ThO_2

Изучение рентгеновских спектров поглощения U позволило в свое время [1] подтвердить известный из оптических, магнитных и химических исследований факт принадлежности U к элементам новой редкоземельной группы — актинидов. Однако вопрос о родоначальнике этой группы (торий или актиний) остается до сих пор спорным [2] и, повидимому, не может быть решен теми методами, которые применялись различными исследователями. В этом смысле использование рентгено-спектрального метода изучения электронной структуры атомов вещества в твердом состоянии кажется особенно перспективным.

В настоящей работе исследовались $M_{IV,V}$-спектры поглощения и испускания Th в двух твердых кристаллических соединениях — $Th(NO_3)_4$ и ThO_2. Работа проводилась на вакуумном рентгеновском спектрографе с кристаллом кварца (постоянная $d = 3{,}33$ Å), изогнутым по радиусу 500 мм. Дисперсия прибора в области длин волн $M_{IV,V}$ -краев поглощения Th составляла $10XE$ мм$^{-1}$ (9 eV мм$^{-1}$). Непрерывный спектр получался от рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом при напряжении 10 kV и токе до 50 mA. Спектры испускания Th в соединениях получались методом первичного возбуждения. Для этого соответствующие образцы наносились на рифленую поверхность алюминиевого анода и втирались туда пестиком. Спектры регистрировались фотографически на весьма мелкозернистую позитивную кинопленку, продолжительность экспозиции варьировалась от 1,5 до 10 час. Обработка спектрограмм производилась на визуальном микрофотометре МФ-2. Для каждого из изучаемых спектров получалось пять спектрограмм. Один и тот же участок спектрограммы фотометрировался по 3—5 раз на различной высоте с последующим усреднением кривых фотоплотности. Затем отбирали среднее из пяти результатов и вычерчивали окончательную кривую.

Образцы для съемки спектров поглощения приготовлялись путем тщательного перемешивания измельченного и просеянного сквозь сито порошка изучаемого соединения с цапонлаком. Толщина поглотителей изменялась от 1 до 5 мг см$^{-2}$.

M_{IV}- и M_V-спектры поглощения Th в $Th(NO_3)_4$ и последние эмиссионные линии Th, в том же соединении (заштрихованы) показаны на рис. 1. Из кривых видно, что оба спектра поглощения Th характеризуются чрезвычайно интенсивной линией поглощения, расположенной со стороны низких энергий. Линия поглощения в M_V-крае имеет ширину $\sim$11 eV и обладает отчетливой тонкой структурой. В противоположность этому линия поглощения в M_{IV}-крае характеризуется отсутствием подобной структуры и меньшей шириной.

Из анализа кривых поглощения (рис. 1) с учетом правил отбора следует, что линии поглощения в краях M_{IV} и M_V появляются в результате дипольного перехода $3d$-электронов на возбужденные $5f$-уровни Th в $Th(NO_3)_4$, с которых начинается область незанятых электронами

состояний атомов Th в кристалле, а весь участок края за абсорбционной линией обусловлен захватом $3d$-электронов уровнями p-симметрии (повидимому, $7p$). Тот факт, что линии поглощения в $M_{\text{IV,V}}$-спектрах расположены энергетически ниже всех остальных незанятых уровней атомов Th в кристалле, означает, что электронам в атомах, следующих непосредственно за Th, «выгоднее» всего заполнять именно $5f$-состояния, а не какие-либо иные. Значительная узость линии поглощения (которая, однако, шире, чем в $M_{\text{IV,V}}$-спектрах поглощения U [1]) доказывает, что $5f$-уровни испытывают сравнительно слабое возмущающее действие со стороны соседних атомов в соединении — действие, еще более слабое, чем в случае d-уровней переходных элементов [3].

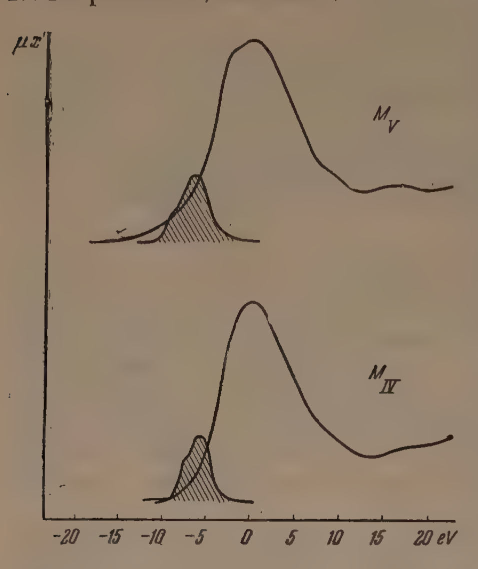


Рис. 1. M_{IV} и M_{V}-спектры поглощения Th в $Th(NO_3)_4$ и последние эмиссионные линии Th в том же соединении (заштрихованы). По оси ординат отложена величина, пропорциональная коэффициенту поглощения и интенсивности линий

Повидимому, и правила отбора для полного момента j нарушаются здесь в меньшей степени, чем в случае переходных элементов, что следует из отличия тонкой структуры и ширины линий поглощения в M_{IV}- и M_{V}-краях. Это различие можно понять, если учесть правила отбора для квантового числа j ($\Delta j = 0, \pm 1$). Действительно, $5f$-состояния в свободном атоме делятся на две подгруппы в соответствии с разницей в величине j, а именно: $j = {}^5/_2$ и ${}^7/_2$. Переходы электронов с M_{V}-уровня ($j = {}^5/_2$) в процессе поглощения возможны в область состояний с различными j, в то время как соответствующие переходы с M_{IV}-уровня ($j = {}^3/_2$) на подуровень с $j = {}^7/_2$ запрещены правилами отбора ($\Delta j = 2$). Это сказывается на ослаблении интенсивности соответствующей компоненты линии поглощения, что, естественно, приводит к сужению всей линии и исчезновению ее тонкой структуры.

Таким образом, наличие в атомах Th в $Th(NO_3)_4$ низколежащих возбужденных $5f$-состояний, расположенных в сравнительно узком энергетическом интервале, переходы электронов на которые подчиняются правилам отбора для переходов в свободном атоме, и (как будет видно из дальнейшего) мало подверженных влиянию химической связи, доказывает, что Th, так же как и U, можно с полным основанием причислить к элементам новой редкоземельной группы. Между тем, более широкое распределение $5f$-уровней Th по энергии по сравнению с U и их разделение на группы указывают на то, что $5f$-уровни Th в кристалле находятся в значительно более возбужденном состоянии, чем у U, что вполне естественно.

Эмиссионные линии Th в $Th(NO_3)_4$, возникающие при переходе валентных электронов на $M_{\text{IV, V}}$-уровни атомов, значительно у́же (~3 eV), чем в U (10 eV) и имеют в обоих спектрах примерно одинаковую структуру.

В работе [4] был предложен метод сопоставления рентгено-спектральных данных с результатами изучения оптического поглощения у атомов переходных элементов в твердых телах. Применяя этот метод к $M_{\text{IV,V}}$-спектрам Th в $Th(NO_3)_4$, можно показать, что границы дискретно-

го оптического поглощения в этом соединении расположены при 4000 Å и 1200 Å, а начало континуума при 900 Å. Тот факт, что длинноволновая граница поглощения в $Th(NO_3)_4$ лежит за пределами видимой области спектра, повидимому, объясняет белый цвет этого соединения.

На рис. 2 представлены M_V-спектры Th в двух соединениях—$Th(NO_3)_4$ и ThO_2. Из рис. 2 видно, что оба спектра обнаруживают некоторое отличие в деталях тонкой структуры. Линия поглощения в спектре ThO_2 имеет более сложное строение по сравнению с линией в спектре $Th(NO_3)_4$ и смещена в длинноволновую сторону по отношению к последней на величину ~ 1 eV. Участок спектра за линией поглощения в случае ThO_2 несколько более интенсивен. Ширина линий поглощения в обоих спектрах практически одинакова (11 eV).

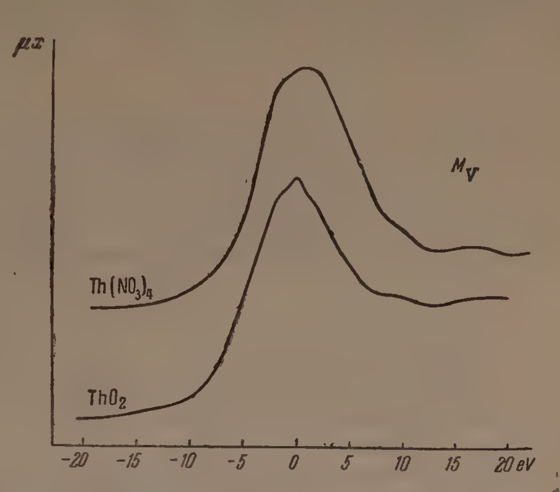


Рис. 2. M_V-спектры поглощения Th в соединениях Th $(NO_3)_4$ и ThO_2. По оси ординат отложена величина, пропорциональная коэффициенту поглощения

Все сказанное позволяет сделать вывод о незначительной разнице в строении возбужденных 5*f*-уровней Th в соединениях ThO_2 и $Th(NO_3)_4$. Бо̀льшая плотность свободных *p*-состояний в первом соединении и понижение энергии центра тяжести 5*f*-уровней делают вероятным предположение об уменьшении ионного типа связи в ThO_2 по сравнению с $Th(NO_3)_4$. По аналогии с соединениями U [1] можно сказать, что тип связи в этой группе приближается к «ураниловой связи». В остальном M_V-спектры как $Th(NO_3)_4$, так и ThO_2, весьма сходны с одноименными спектрами четырехвалентного U.

Лаборатория минералогии
и геохимии редких элементов
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Боровский И. Б. и Баринский Р. Л., ДАН СССР, 72, 31 (1950); Изв. АН СССР, Серия физич., 15, 225 (1951).
2. Кац Дж. и Рабинович Е., Химия урана т. I, стр. 49. —ИЛ, 1954.
3. Баринский Р. Л., ДАН СССР, 83, 381 (1952).
4. Баринский Р. Л., Вайнштейн Э. Е. и Нарбутт К. И., ДАН СССР, 83, 199 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

К. И. НАРБУТТ и Е. М. ФРИДМАН

МОЩНАЯ ЗАПАЯННАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ТРУБКА ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

В настоящее время описано немало конструкций рентгеновских трубок для рентгено-спектрального анализа по методу флуоресценции. Общей характерной чертой этих конструкций является то, что все эти трубки — разборного типа, работающие при непрерывной откачке. При этом значительное число авторов в погоне за увеличением интенсивности флуоресцентного излучения предусматривают даже введение исследуемого образца в рабочее пространство трубки (в вакуум), тем самым сводя к минимуму преимущества флуоресцентного метода. Запаянные рентгеновские трубки с постоянным вакуумом не получили у нас применения в качестве источников первичного излучения при флуоресцентном методе ввиду непригодности для этих целей выпускаемых промышленностью рентгеновских трубок медицинского и промышленного типов и отсутствия специализированных рентгеновских трубок для флуоресцентного рентгено-спектрального анализа. Между тем применение запаянных рентгеновских трубок в рентгено-спектральной практике очень желательно, так как оно избавило бы рентгено-спектральные установки от доставляющего немало хлопот вакуумного хозяйства.

С другой стороны, малая интенсивность спектров флуоресценции настоятельно требует создания мощных источников первичной радиации, чтобы тем самым повысить интенсивность спектров флуоресценции и довести ее до таких значений, регистрация которых не будет представлять затруднений. Разработанные в последние годы [1] широкоапертурные изогнутые кристаллы для рентгеновских спектрографов позволяют использовать в рентгено-спектральной технике трубки с широким фокусом. Использование широкого фокуса облегчает решение вопроса о создании мощного источника первичной радиации для флуоресцентного рентгено-спектрального анализа.

На рис. 1 представлен разработанный в ИГН АН СССР эскизный проект запаянной рентгеновской трубки для рентгено-спектрального анализа. Рентгеновская трубка состоит из металлического корпуса *1* кубической формы с вынутой «четвертью»; в центре корпуса выфрезерована рабочая полость трубки, имеющая в сечении, перпендикулярном к оси трубки, форму вытянутого прямоугольника размером 55 × 16 мм с округленными углами.

В этой полости расположен мощный катод, дающий широкий электронный пучок. Параллельно большей оси полости в корпус *1* впаян медный цилиндрический антикатод *2* с вольфрамовым зеркалом *3* вытянутой прямоугольной формы, размером 45 × 8 мм. Параллельно зеркалу антикатода в стенке корпуса прорезана щель для выхода рентгеновских лучей. Щель закрыта окном *4* из линдемановского стекла. Окошко имеет также форму вытянутого прямоугольника, соответственно форме и размерам фокусного пятна, и впаяно в корпус трубки *1*. Корпус трубки *1* и антикатод *2* охлаждаются проточной водой. Катод смонтирован на стек-

лянном цилиндре *5*, впаянном в корпус трубки *1*. Трубка должна работать при заземленном положительном полюсе (корпус *1* заземлен).

Изготовленная в мастерских ИГН АН СССР модель такой трубки, работающей, однако, при непрерывной откачке, представлена на рис. 2, *а*.

Испытания этой модели показали пригодность предложенной конструкции для получения мощных пучков рентгеновых лучей при режимах до 50 kV и 200 mA.

Дальнейшая работа над созданием рентгеновской трубки для спектрального анализа велась Е. М. Фридман на заводе. Это было необходимо, во-первых, потому, что осуществление запаянной рентгеновской трубки по эскизному проекту, описанному выше, требовало заводской электровакуумной технологии, которой мы не могли обеспечить в Институте, и, во-вторых, важно было не только создать уникальный образец трубки, но и наладить промышленный выпуск этих рентгеновских трубок.

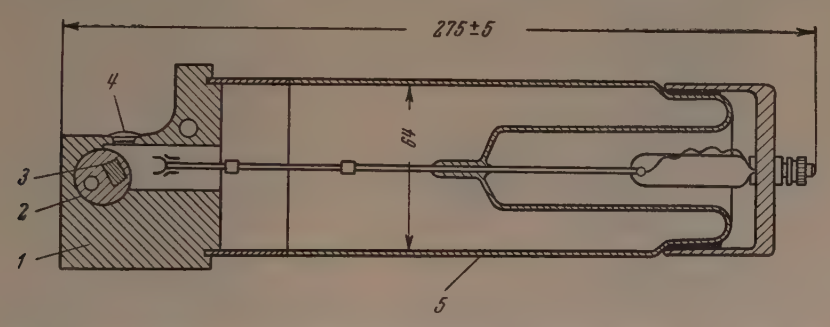


Рис. 1. Эскизный проект мощной запаянной рентгеновской трубки для спектрального анализа

В результате проведенной работы был создан первый удовлетворительный образец запаянной рентгеновской трубки для спектрального анализа, показанный на рис. 2, *б*. Проведенные нами испытания этого образца показали, что при максимальном режиме в 50 kV и 200 mA корпус рентгеновской трубки значительно разогревается (до 100°). В связи с этим в конструкцию корпуса были внесены изменения с целью усилить охлаждение корпуса рентгеновской трубки. Этот образец с усиленным охлаждением корпуса представлен на рис. *2*, *в*. Испытания этого образца показали существенное снижение температуры корпуса рентгеновской трубки при работе на максимальном режиме.

Дальнейшие испытания в работе рентгеновских трубок этого образца выявили целесообразность внесения некоторых дополнительных изменений в конструкцию.

Эти изменения имели целью главным образом обеспечить безопасность работы с рентгеновской трубкой как с точки зрения защиты от вредного действия рентгеновых лучей, частично рассеивающихся через стеклянный цилиндр, так и с точки зрения защиты обслуживающего персонала от возможности прикосновения к подводке высокого напряжения. Корпус рентгеновской трубки был снабжен фланцем *Ф* (рис. 2,*г*) и была изменена форма контактов на катоде. Эти мероприятия позволили заключить рентгеновскую трубку в защитный масляный кожух, который обеспечивает как защиту от высокого напряжения, так и защиту от рассеянных рентгеновских лучей. На рис. 3 показан чертеж окончательного варианта рентгеновской трубки для спектрального анализа. Анодная часть трубки представляет собой массивный медный корпус *1*, имеющий форму параллелепипеда, внутри которого высверлены каналы для водяного охлаждения. Анод *2*, впаянный в корпус твердым припоем, имеет вольфрамовое зеркало в виде прямоугольной пластины, установленное

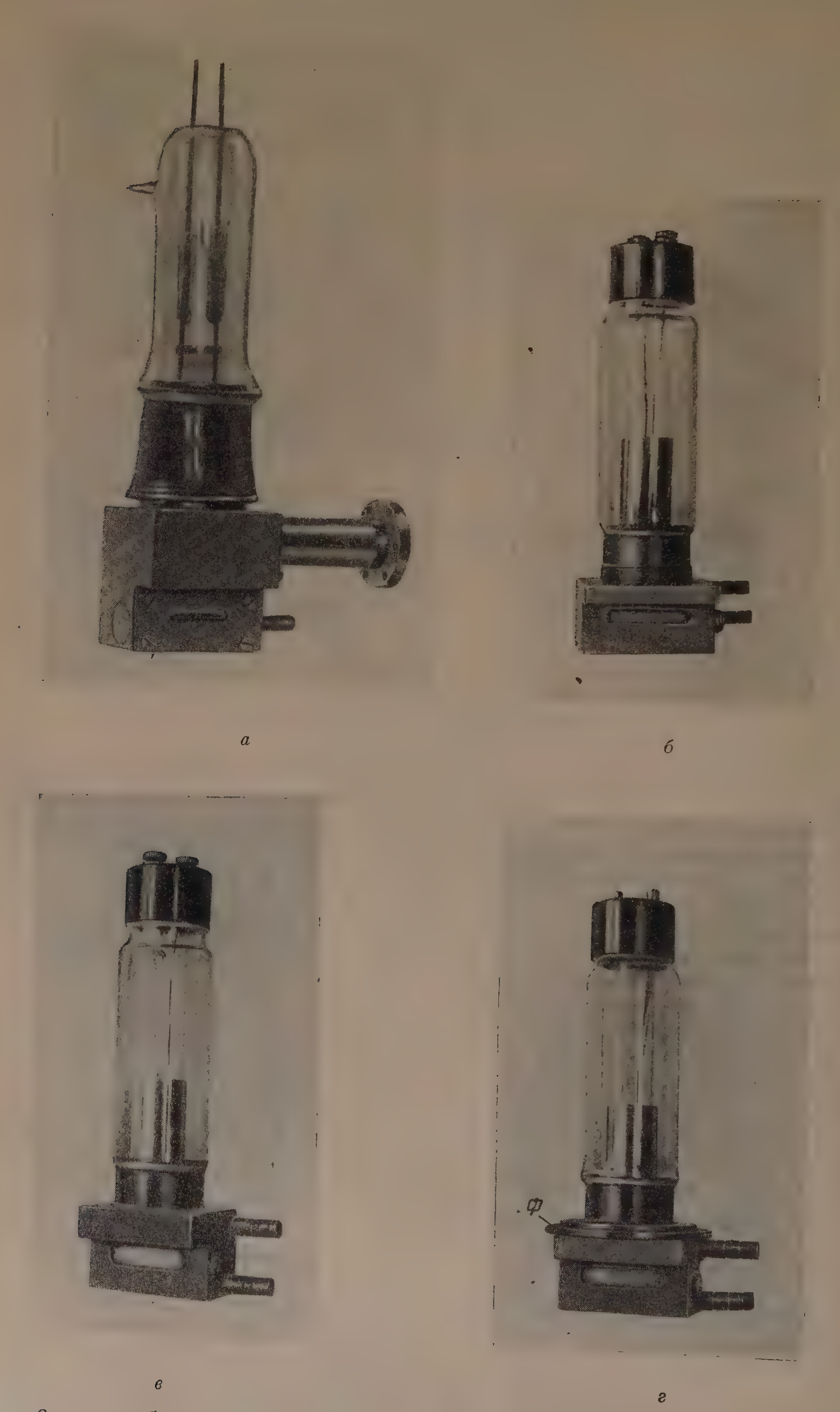


Рис. 2. *а* — разборная модель рентгеновской трубки, *б* — первоначальный образец запаянной рентгеновской трубки, *в* — образец рентгеновской трубки с усиленным охлаждением, *г* — окончательный вариант мощной запаянной рентгеновской трубки

под углом 60° к оси трубки. Выходное окно трубки закрыто фильтром 3 в виде пластины из вакуумно-плотного бериллия толщиной 1 мм. Расстояние от фокуса до выходного окна не более 11 мм, что позволяет приблизить образец к фокусу. Вода, циркулирующая по каналам внутри медного корпуса со скоростью 6—7 л в минуту, обеспечивает весьма интенсивное охлаждение анодного зеркала и корпуса трубки.

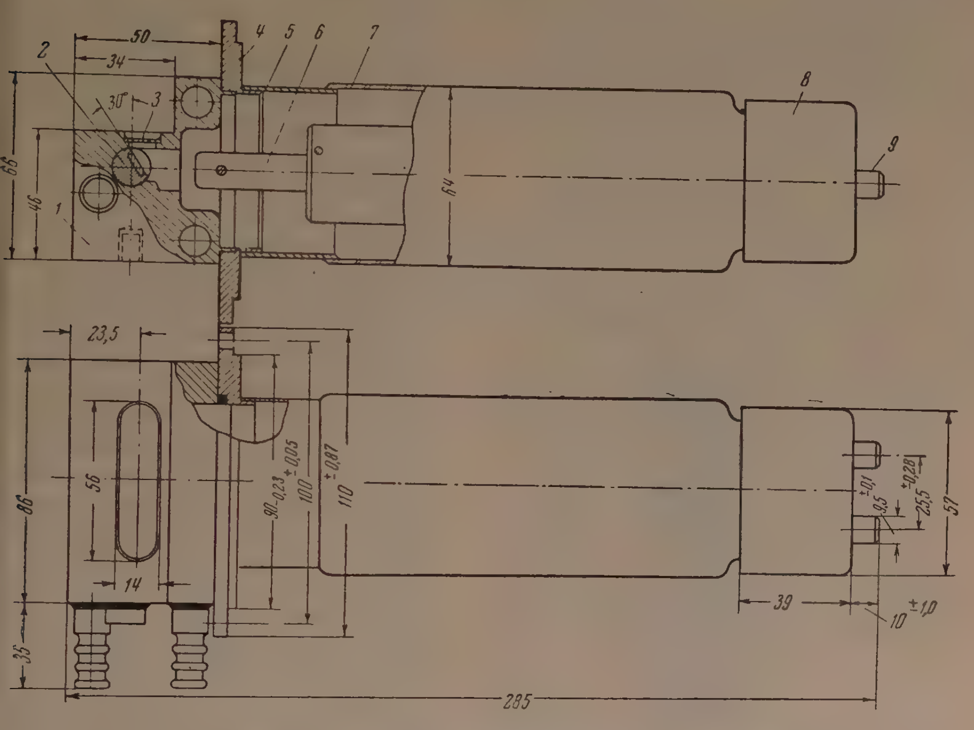


Рис. 3. Схема мощной запаянной рентгеновской трубки (типа БФВ-70) для спектрального анализа

С целью крепления трубки к защитному кожуху к корпусу припаян стальной фланец 4, с которым спаяно переходное коваровое кольцо 5, служащее для соединения металлического корпуса со стеклом колбы 7. В колбу заварен катод 6, имеющий линейную вольфрамовую спираль, размеры которой выбраны из расчета получения большой эмиссии (порядка 200 mA).

Катодная часть трубки заключается в карболитовый цоколь 8, имеющий два катодных латунных контакта 9. Трубка дает весьма широкий первичный пучок рентгеновского излучения, слабо поглощаемый в выходном окне благодаря применению бериллиевого фильтра.

Использование широкого фокуса размером 38 × 5 мм и весьма интенсивного водяного охлаждения анода и корпуса трубки обеспечивает рассеяние больших мощностей на аноде. Допустимая нагрузка при длительном режиме работы —200 mA при 50 kV_{max} (или 150 mA при 70 kV_{max}).

Предельно допустимое анодное напряжение трубки 70 kV при длительной непрерывной работе трубки в воздухе или в масле, в схеме с выпрямленным пульсирующим напряжением. Трубка имеет следующие рабочие параметры накала — ток накала не более 7,4 А, напряжение накала 13 V. Трубка является безопасной в электрическом отношении, так как корпус заземляется и имеет частичную защиту от неиспользуемого ренгеновского излучения. Для обеспечения полной защиты стеклянная часть трубки должна быть закрыта специальным кожухом. На рис. 4 представ-

влен разработанный в ИГН защитный масляный кожух вместе с вставленной в него трубкой. Ввод высокого напряжения осуществляется кабельной муфтой, вводимой внутрь кожуха. Рентгеновская трубка крепится к кожуху с помощью упомянутого фланца, на шести болтах, через уплотняющее резиновое кольцо. В пространство между стенками металлического кожуха и рентгеновской трубкой заливается трансформаторное масло. Сильфонный маслорасширитель обеспечивает возможность работы рентгеновской трубки с защитным кожухом как в вертикальном, так и в горизонтальном положении. Стенки защитного кожуха дополнительно охлаждаются проточной водой, пропускаемой по спиральной трубке, припаянной к стенкам кожуха.



Рис. 4. Рентгеновская трубка для спектрального анализа в защитном кожухе

Испытания рентгеновской трубки для спектрального анализа с защитным кожухом дали хорошие результаты.

Наряду с обеспечением функций защиты от рассеянного излучения и высокого напряжения кожух значительно улучшил электрические условия работы рентгеновской трубки. В защитном кожухе рентгеновская трубка работает совершенно спокойно без явлений короны, без шипения и без электрических толчков.

В первой половине 1954 г. специальной комиссией, назначенной Министерством радиотехнической промышленности, были проведены государственные испытания партии рентгеновских трубок для спектрального анализа. Испытания проводились частично на заводе, частично в рентгенохимической лаборатории ИГН АН СССР. Испытания прошли успешно. Разработанной рентгеновской трубке для спектрального анализа была присвоена марка БФВ-70 и техническая документация была направлена в Министерство радиотехнической промышленности.

Использование разработанной рентгеновской трубки для спектрального анализа на рентгеновском спектрометре РСК-4, ранее разработанном в ИГН АН СССР [2], показало высокую эффективность этой трубки при флуоресцентном рентгено-спектральном анализе. Достаточно указать, что чувствительность определений при количественном рентгено-спектральном анализе удается довести до 0,01 %. Легко удалось получить спектры флуоресценции растворов. Неоценимое значение для развития рентгено-спектрального анализа имеет факт освобождения при использовании трубки БФВ-70 рентгено-спектральной аппаратуры от сложной и ненадежной в работе системы высоковакуумной откачки.

Применение запаянной рентгеновской трубки для спектрального анализа типа БФВ-70 в совокупности со спектрометром типа РСК-4 открывает широкие перспективы использования флуоресцентного рентгено-спектрального анализа.

Следует заметить, что эта же рентгеновская трубка может быть использована в качестве источника излучения с непрерывным рентгеновским спектром при съемке спектров поглощения. Пока что применение трубки БФВ-70 для этой цели ограничивается теми физическими задачами, в которых допустимо наличие в непрерывном рентгеновском спектре характеристических линий вольфрама. Однако вполне возможен выпуск серии рентгеновских трубок с различными антикатодами для абсорбционного рентгено-спектрального анализа. Кроме того, описанная рентгеновская трубка нашла себе применение для целей радиационной химии. Следует лишь пожелать, чтобы было принято решение о серийном выпуске трубок БФВ-70, чтобы сделать их доступными для широкого круга рентгеноспектроскопистов.

Институт геологических наук
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Нарбутт К. И., Гильварг А. Б., Вайнштейн Э. Е. и Беляев Л. М., Заводск. лабор., **17**, 1485 (1951).
2. Нарбутт К. И., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 249 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 195

М. А. БЛОХИН

ОБ ИССЛЕДОВАНИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ШИРИНЫ ВНУТРЕННИХ УРОВНЕЙ АТОМОВ

1. Постановка задачи

Вопрос о нахождении истинной формы рентгеновских спектров по экспериментально наблюдаемой искаженной форме их в настоящее время достаточно разработан лишь для эмиссионных линий дисперсионной формы. Такими линиями являются, например, линии $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ непереходных элементов. Как показал Брогрен [1], искажения, вносимые двукристальным спектрометром, носят дисперсионный характер. Эти искажения могут быть непосредственно найдены путем снятия кривой отражения в положении (1, —1). Если экспериментальный контур линии, снятый в положении (1, 1), имеет дисперсионную форму, то истинная форма этой линии также дисперсионная, и ширина ее (на середине ординаты максимума) определяется по разности ширин кривых, полученных в положениях (1, 1), и (1, —1). Такие данные имеются в настоящее время для целого ряда линий, однако эти данные требуют пересмотра, так как поправка на искажения, вносимые двукристальным спектрометром, вводилась чаще всего в предположении гауссовой формы контуров кривых отражения в положениях (1, —1) и (1, 1). Истинная ширина определялась в этом случае как корень квадратный из разности квадратов ширин контуров, снятых в положениях (1, 1) и (1, —1), что, по цитированной выше работе Брогрена, неверно.

Задача нахождения истинной формы линии в общем случае принципиально решена Смитом [2]. Развитый в этой работе метод не был разработан настолько, чтобы им можно было практически пользоваться.

В ряде работ [3, 4], посвященных нахождению истинной формы линий оптического спектра, в частности, линий комбинационного рассеяния, этот вопрос решен практически лишь в случае некоторых простых форм линий, контуры которых имеют «куполообразную» форму, и простейших по форме искажений. Развитые в этих работах методы не позволяют практически решить задачу нахождения истинной формы спектров при тех сложных контурах, которые характерны для рентгеновских спектров испускания и поглощения, связанных с внешними уровнями атомов, молекул и твердых тел, в частности, элементов переходных групп.

В работе [5] дан метод нахождения истинной формы линии любого контура, однако лишь при искажениях, вносимых эшелоном. Там же предложен и метод решения той же задачи при любых, известных в аналитической форме искажениях, но лишь в случаях, когда истинный контур линии близок по форме к допплеровскому распределению интенсивности. Таким образом, и эта работа не может быть использована для восстановления истинной формы рентгеновского спектра в общем случае.

Связь между экспериментально найденной формой спектра $F(x)$, искаженной благодаря конечной разрешающей силе аппаратуры (спектрографа, микрофотометра), и истинной формой спектра $f(x)$ устанавли

вается следующим интегральным уравнением:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)\,\varphi(x-t)\,dt, \tag{1}$$

где $\varphi(x-t)$ — функция искажения.

Это же уравнение может быть использовано и для установления связи между истинной формой спектра $f(x)$ и распределением плотности электронных состояний $N(x)$ в твердом теле, молекулах и т. д.:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} N(t)\,P(t)\,\psi(x-t)\,dt, \tag{2}$$

где $P(x)$ — вероятность перехода, $\psi(x-t)$ — функция распределения электронных состояний внутреннего уровня атома.

Эта последняя функция может быть аппроксимирована дисперсионной функцией. Искажения, вносимые спектрографами с изогнутыми кристаллами и щелью микрофотометра (или счетчика при ионизационной регистрации), обычно весьма близки к дисперсионной форме. В этом случае нахождение функции $N(x)P(x)$ по экспериментальной форме спектра может быть получено решением уравнения:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} N(t)\,P(t)\,\chi(x-t)\,dt, \tag{3}$$

где $\chi(x-t)$ — дисперсионная функция с шириной на середине ординаты максимума, равной сумме ширин обеих дисперсионных функций $\varphi(x-t)$ и $\psi(x-t)$.

При решении интегрального уравнения типа (1) необходимо прежде всего найти функцию $\varphi(x-t)$, которая должна быть определена по экспериментальным данным, полученным на той же аппаратуре.

2. Определение функции искажения

Для определения функции искажения следует выбрать стандартную линию, истинная форма которой $f_c(x)$, по данным двукристального спектрометра, является дисперсионной. Ширина этой линии также должна быть известна по тем же данным. Стандартная линия должна быть расположена возможно ближе к исследуемой области спектра (в том же порядке отражения). Эта линия должна быть снята на той же спектрограмме, на которой получен исследуемый спектр. В случае ионизационной регистрации формы исследуемого спектра и стандартной линии должны быть измерены (или записаны при непрерывной регистрации) в ходе одного эксперимента.

Обозначим известную полуширину стандартной линии на середине ординаты максимума через γ_c. Если найденный экспериментально контур этой линии окажется весьма близким к дисперсионной форме с полуширной $\gamma_э$, то функция искажения является также дисперсионной с полушириной γ, равной

$$\gamma = \gamma_э - \gamma_c. \tag{4}$$

Функция эта должна быть нормирована условием

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(u)\,du = 1, \tag{5}$$

откуда получим

$$\varphi(x-t)=\frac{1/\pi\gamma}{1+\left(\frac{x-t}{\gamma}\right)^2}. \qquad (6)$$

Если найденная экспериментально форма $F_c(x)$ стандартной линии не может быть аппроксимирована дисперсионной функцией, то и форма искажения не будет дисперсионной. В общем случае она может быть асимметричной. В этом случае уравнение (1) может быть использовано для нахождения функции искажения по заданной графически функции $F_c(x)$ и известной в аналитической форме функции $f_c(x)$:

$$f_c(x)=\frac{S/\pi\gamma_c}{1+(x/\gamma_c)^2}, \qquad (7)$$

где S есть площадь кривой $F_c(x)$:

$$S=\int_{-\infty}^{\infty}F_c(x)\,dx. \qquad (8)$$

Величина S определяется по площади графика функции $F_c(x)$. В этом случае решение уравнения (1) относительно $\varphi(x-t)$ дает уже нормированное значение этой функции.

Если исследуемый спектр представляет собой эмиссионную полосу, то такой спектр практически имеет конечную ширину Δ. Вне этого участка интенсивность спектра не превосходит ошибок эксперимента и может быть положена равной нулю. Выберем нуль абсциссы посредине интервала Δ. Так как ширина стандартной линии обычно значительно меньше ширины исследуемой эмиссионной полосы, то с достаточной точностью можно положить:

$$S=\int_{-\Delta/2}^{\Delta/2}F_c(x)\,dx; \qquad (9)$$

$$F_c(x)=\int_{-\Delta/2}^{\Delta/2}f_c(t)\,\varphi(x-t)\,dt. \qquad (10)$$

Для нахождения $\varphi(x-t)$ разложим в тригонометрические ряды все три функции, входящие в (10). Интервал Δ примем за половину периода этих функций. Во второй половине периода продолжим кривые так, чтобы они обладали симметрией III рода; при этом $f_c(t)$ окажется четной функцией. Тогда будем иметь:

$$f_c(t)=\sum_h A_h^c\cos\frac{h\pi}{\Delta}t, \qquad (11)$$

$$F_c(x)=\sum_k\left(B_k^c\cos\frac{k\pi}{\Delta}x+b_k^c\sin\frac{k\pi}{\Delta}x\right), \qquad (12)$$

$$\varphi(x-t)=\sum_l\left[C_l\cos\frac{l\pi}{\Delta}(x-t)+c_l\sin\frac{l\pi}{\Delta}(x-t)\right], \qquad (13)$$

где h, k, l — нечетные натуральные числа. Коэффициенты A_h^c могут быть с достаточной точностью (при $\Delta\gg\gamma_c$) найдены по формуле

$$A_h^c=\frac{2S}{\Delta}\left[\exp\left(-\frac{h\pi\gamma_c}{\Delta}\right)-\frac{2h\gamma_c}{\Delta}\,\mathrm{si}\,\frac{h\pi}{2}\right]. \qquad (14)$$

Коэффициенты B_k^c и b_k^c могут быть найдены одним из известных методов графического гармонического анализа по экспериментально полу-

ченной кривой спектрального распределения интенсивностей стандартной линии. При этом за нуль абсциссы следует принять положение максимума интенсивности стандартной линии по данным двукристального спектрометра.

Подставляя (11), (12) и (13) в (10), найдем

$$C_k = \frac{2}{\Delta} \cdot \frac{B_k^c}{A_k^c}; \quad c_k = \frac{2}{\Delta} \cdot \frac{b_k^c}{A_k^c}. \tag{15}$$

Это решает задачу о нахождении формы искажений, вносимых данной аппаратурой.

С целью проверки практически достижимой точности при определении конечного числа коэффициентов A_h^c, B_k^c и b_k^c описанный метод был применен к случаю, когда заданная аналитически функция $F_c(x)$ позволяла найти аналитическое выражение функции искажения $\varphi(x-t)$. Функция $F_c(x)$ была выбрана асимметричной:

$$F_c(x) = \frac{400}{3}\left[\frac{1}{1+\left(\frac{x}{2}\right)^2} + \frac{0{,}5}{1+\left(\frac{x+1}{2}\right)^2}\right]. \tag{16}$$

Равная ей по площади дисперсионная кривая, имитирующая «истинную форму» стандартной линии, взята в виде

$$f_c(t) = \frac{400}{1+t^2}. \tag{17}$$

В этом случае функция искажения имеет вид

$$\varphi(x-t) = \frac{2}{3\pi}\left[\frac{1}{1+(x-t)^2} + \frac{0{,}5}{1+(1+x-t)^2}\right], \tag{18}$$

где условие (5) выполнено

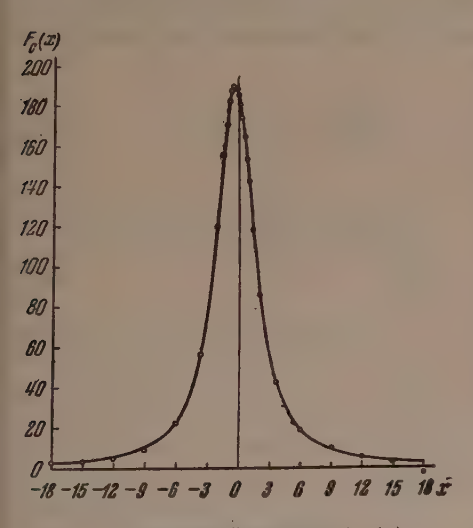


Рис. 1. График функции $F_c(x)$. Точками показаны результаты синтеза ряда (12) по амплитудам, найденным графическим гармоническим анализом

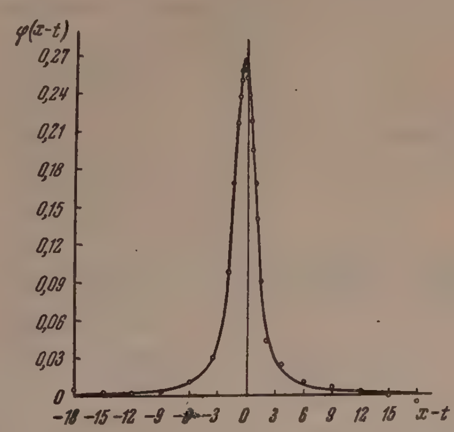


Рис. 2. График функции $\varphi(x-t)$. Точками показаны результаты синтеза ряда (13) по амплитудам, найденным по (15)

График функции $F_c(x)$, построенный по (16), представлен на рис. 1. Графический гармонический анализ этой кривой в интервале $\Delta = 36$ был проведен по методу П. Л. Чебышева [6]. Найдены первые тринадцать

пар амплитуд B_k^c и b_k^c при нечетных k от 1 до 25. По формуле (8) при $S = 400\pi$ вычислены амплитуды A_k^c при тех же значениях k. При значениях C_k и c_k, найденных по (15), был синтезирован ряд (13) во многих точках. Эти точки показаны на рис. 2 вместе с кривой, построенной по точному аналитическому выражению (18) функции $\varphi(x-t)$. Как видно из рис. 2, даже при столь небольшом количестве вычисленных амплитуд полученный результат вполне удовлетворителен.

3. Определение истинной формы эмиссионного спектра в общем случае

Поставим теперь вопрос о нахождении истинной формы $f(x)$ спектра, искаженная форма $F(x)$ которого найдена по данным эксперимента. При этом будем считать, что искажение $\varphi(x-t)$ найдено описанным выше методом и задано коэффициентами C_l и c_l ряда (13). Функцию $F(x)$ представим тригонометрическим рядом

$$F(x) = \sum_k \left(B_k \cos \frac{k\pi}{\Delta} x + b_k \sin \frac{k\pi}{\Delta} x \right), \tag{19}$$

где Δ — уже использованный выше интервал, в котором функция $F(x)$ задана графически. Вне этого интервала значения функций $F(x)$ и $f(x)$ не превосходят ошибок эксперимента и могут быть положены равными нулю. Симметрию функции $F(x)$ выбираем такую же, как и для $F_c(x)$. Интервал Δ принимаем за половину периода функции $F(x)$. В этом случае амплитуды четных гармоник равны нулю. Нуль абсциссы выбираем посредине интервала Δ. Коэффициенты B_k и b_k найдем графическим гармоническим анализом.

Истинную форму спектра представим рядом

$$f(t) = \sum_h \left(A_h \cos \frac{h\pi}{\Delta} t + a_h \sin \frac{h\pi}{\Delta} t \right), \tag{20}$$

где амплитуды четных гармоник также равны нулю. Подставляя (19), (20) и (13) в интегральное уравнение

$$F(x) = \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} f(t)\, \varphi(x-t)\, dt, \tag{21}$$

найдем

$$A_k = \frac{2}{\Delta} \frac{b_k c_k + B_k C_k}{c_k^2 + C_k^2}; \quad a_k = \frac{2}{\Delta} \frac{b_k C_k - B_k c_k}{c_k^2 + C_k^2}. \tag{22}$$

Синтез ряда (20) с амплитудами A_k и a_k по (22) позволяет построить график истинной формы спектра.

Изложенный метод позволяет найти любое по форме искажение рентгеновского спектра и использовать его для восстановления истинной формы спектра. Очевидно, однако, что найденная таким путем восстановленная форма будет тем точнее и ближе к истинной форме спектра, чем выше разрешающая сила аппаратуры. Таким образом, искажение может быть любым по форме, но не любым по ширине. Если какие-либо детали формы спектра при недостаточной разрешающей силе окажутся совершенно «смазанными» и не будут превосходить ошибок эксперимента (связанных с квантовой природой излучения, зернистостью фотопленки и т. д.), то выявление таких деталей вообще невозможно.

Следует еще учесть, что функции $F(x)$, $f(t)$ и $\varphi(x-t)$ были заменены периодическими функциями (19), (20) и (13), совпадающими с ними лишь на протяжении одной половины периода, т. е. в интервале Δ. Вне этого интервала кривые, изображающие ряды (19), (20) и (13), искусственно

продолжены так, чтобы удовлетворить требованиям симметрии и ортогональности функций $f(t)$ и $\varphi(x-t)$ в интервале Δ. Это приводит к искажениям найденной кривой функции $f(x)$ вблизи границ интервала $(-\Delta/2, \Delta/2)$. Однако, если этот интервал выбран так, что вблизи его границ (внутри интервала) кривая $F(x)$ имеет малые ординаты на участках, не меньших ширины функции $\varphi(x-t)$, то краевые искажения незначительны.

4. Определение истинной формы эмиссионного спектра в случае искажений дисперсионной формы

Пусть функция искажения $\varphi(x-t)$ имеет вид (6) и полуширина ее γ определена. При решении уравнения (1) предположим, что функции $F(x)$ и $f(x)$ практически равны нулю вне интервала $(0, \Delta)$. Тогда

$$F(x)=\frac{1}{\pi\gamma}\int_0^{\Delta}\frac{f(t)\,dt}{1+\left(\frac{x-t}{\gamma}\right)^2}. \tag{23}$$

Представим функцию $F(x)$ тригонометрическим рядом, принимая интервал Δ за четверть периода. Вне интервала $(0,\Delta)$ продолжим кривую, представляющую форму спектра (найденную экспериментально) так, чтобы $F(x)$ оказалась нечетной функцией, обладающей симметрией III рода, с периодом 4Δ. Тогда

$$F(x)=\sum_k b_k \sin\frac{k\pi}{2\Delta}x, \tag{24}$$

где $k=2n+1$, $n=0, 1, 2,\ldots$ Коэффициенты b_k могут быть найдены одним из методов графического гармонического анализа.

Функцию искажения $\varphi(x-t)$ также представим в виде тригонометрического ряда с периодом 4Δ, продолжив искусственно эту функцию в остальной части периода так, чтобы $\varphi(x-t)$ оказалась четной функцией, обладающей симметрией III рода. Тогда

$$\frac{1}{1+\left(\frac{x-t}{\gamma}\right)^2}=\pi\gamma\varphi(x-t)=\sum_{l=1}^{\infty}C_l\cos\frac{l\pi}{2\Delta}(x-t), \tag{25}$$

где $l=2n+1$. При $\Delta\gg\gamma$ коэффициенты C_l могут быть с достаточной точностью найдены по формуле

$$C_l=\frac{\pi\gamma}{\Delta}\left[\exp\left(-\frac{l\pi\gamma}{2\Delta}\right)-\frac{l\gamma}{\Delta}\ \mathrm{si}\ \frac{l\pi}{2}\right]. \tag{26}$$

Истинную форму спектра, т. е. функцию $f(t)$, представим рядом

$$f(t)=\sum_h a_h \sin\frac{h\pi}{2\Delta}t, \tag{27}$$

где $h=2n+1$. Функция $f(t)$ имеет здесь те же период и симметрию, что и $F(x)$.

Подставим (24), (25) и (27) в (23). Интегрируя (из соображений ортогональности) в пределах от 0 до 2Δ, найдем

$$a_h=\frac{\pi\gamma}{\Delta}\frac{b_k}{C_k}. \tag{28}$$

Это соотношение дает решение интегрального уравнения (23) относительно $f(x)$. Произвольное увеличение интервала интегрирования и искусственный выбор симметрии функций приводит к двустороннему

краевому искажению функции $f(x)$. Однако, если функция $f(x)$ имеет вблизи границ интервала $(0, \Delta)$ малые значения на расстояниях не менее 2γ и если $\Delta \gg \gamma$, то краевой эффект внесет заметные искажения лишь на небольшом расстоянии от границ интервала $(0, \Delta)$.

5. Определение истинной формы спектра поглощения

Наличие краевого эффекта не позволяет непосредственно применить изложенный выше метод к исправлению формы спектра поглощения, так как в этом случае вблизи одной из границ интервала Δ ординаты функций $f(x)$ и $F(x)$ будут иметь большие значения. Разобьем площадь кривой $F(x)$ на две части (рис. 3, *а*), разделенные арктангенсоидальной кривой, выражаемой уравнением

$$F_1(x) = \frac{F_0}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x-\alpha}{\gamma_1}\right), \quad (29)$$

где F_0 — ордината верхней асимптоты кривой $F(x)$, γ_1 и α — произвольные постоянные, выбор которых зависит от величины исправляемого участка кривой $F(x)$. Параметр γ_1 должен быть во всяком случае больше полуширины функции искажения. Если последняя имеет дисперсионный характер, то должно быть: $\gamma_1 > \gamma$. В этом случае участок площади кривой $F(x)$, расположенный на рис. 3, *а* слева от $F_1(x)$, может быть исправлен непосредственно: он будет после исправления ограничен кривой:

$$f_1(x) = \frac{F_0}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x-\alpha}{\gamma_1-\gamma}\right). \quad (30)$$

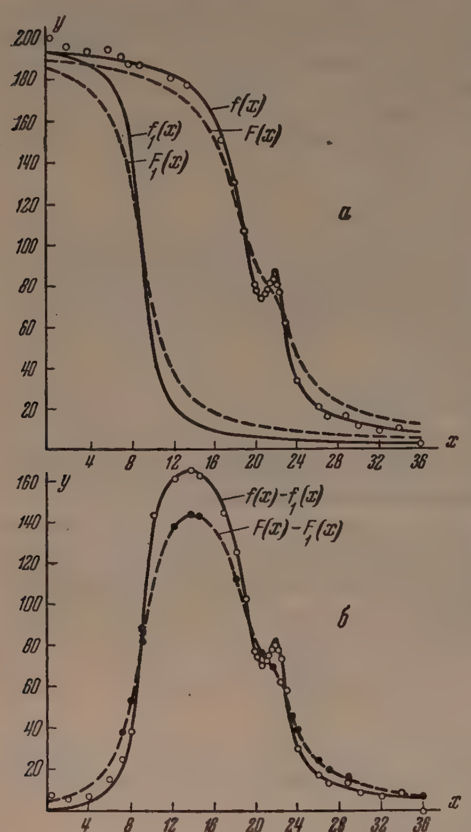


Рис. 3. *а* — кривые $F(x)$, $f(x)$, $F_1(x)$ и $f_1(x)$, кружками показаны найденные значения функции $f(x)$; *б* — кривые $F(x)-F_1(x)$ и $f(x)-f_1(x)$, точками показаны результаты синтеза ряда, аппроксимирующего функцию $F(x)-F_1(x)$, кружками показаны результаты синтеза ряда нечетных синусоид с амплитудами, найденными по (28)

Если функция $\varphi(x-t)$ отступает от дисперсионной формы, то, выбрав абсциссу α точки перегиба арктангенсоиды (29) достаточно далеко от края поглощения, можно все же аппроксимировать $\varphi(x-t)$ по (6) и построить $f_1(x)$ по (30), что не вызовет существенных искажений кривой $f(x)$ вблизи края.

Для исправления участка площади кривой $F(x)$, заключенной между $F(x)$ и $F_1(x)$, графическим построением найдем разность этих функций (рис. 3, *б*). Полученная кривая имеет вблизи обеих границ интервала Δ малые ординаты и потому может быть исправлена одним из изложенных выше методов, что не вызовет значительного краевого эффекта. Таким образом, задача исправления спектра поглощения фактически сведена к задаче, вполне аналогичной случаю эмиссионных спектров. Сложив ординаты исправленной разности функций $f(x)-f_1(x)$ с ординатами $f_1(x)$, получим исправленную форму $f(x)$ спектра поглощения (рис. 3, *а*).

Необходимо отметить, что, поскольку функция искажения находится по кривой распределения интенсивности, исправление спектра поглоще-

ния на конечную разрешающую силу аппаратуры должно быть проведено также по кривой распределения интенсивности спектра поглощения.

Для того чтобы наглядно продемонстрировать точность предлагаемого метода и оценить краевые эффекты, было проведено исправление искусственной кривой, имитирующей спектр поглощения переходных элементов, с характерным для них наплывом, расположенным на главном крае поглощения. Выбор искусственной кривой позволил найти аналитически точную форму исправленной кривой. Кроме того, при этом исключаются возможные ошибки эксперимента, которые после исправления могут вызвать заметные отклонения от истинной кривой спектра.

Кривая $F(x)$ (рис. 3, *а*) представляет график следующей функции:

$$F(x) = \frac{200}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x-19}{3}\right) + \frac{25}{1+\left(\frac{x-22}{2}\right)^2}. \qquad (31)$$

Исправленная форма ее определяется функцией $f(x)$:

$$f(x) = \frac{200}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\frac{x-19}{2}\right) + \frac{50}{1+(x-22)^2}, \qquad (32)$$

где функция искажения $\varphi(x-t)$ взята в виде (6) с полушириной $\gamma = 1$. Вспомогательная функция $F_1(x)$ выбрана по (29) при $\alpha = 9$ и $\gamma_1 = 2$. Исправленная форма ее $f_1(x)$ определяется по (30). Разложение кривой $F(x) - F_1(x)$ (рис. 3, *б*) проведено по способу Чебышева до 49-й гармоники. После исправления этой кривой по методу, изложенному в разделе 4, найдены амплитуды a_k. Синтез ряда (27) при $\Delta = 36$, как видно из рис. 3, *б*, дал вполне удовлетворительное приближение к истинной кривой, за исключением небольших пограничных областей.

Графическое суммирование ординат $f(x) - f_1(x)$ с ординатами графика функции $f_1(x)$ дало точки исправленной функции $f(x)$. Эти точки показаны на рис. 3, *а*.

6. Нахождение кривой распределения плотности электронных состояний

Для нахождения по эмиссионной полосе кривой распределения плотности заполненных электронных состояний, точнее — произведения $N(x)P(x)$, где $x = E$ — энергия электронов, можно воспользоваться тем же методом, что и в разделе 1. В случае, когда искажение может быть аппроксимировано дисперсионной кривой, возможно провести обработку результатов эксперимента один раз согласно уравнению (3). Однако в случае кривой распределения плотности свободных электронных состояний эта обработка должна быть разделена на две последовательные операции. По эспериментальной кривой распределения интенсивности спектра поглощения следует восстановить истинную форму этой кривой. Найдя по ней истинную кривую распределения коэффициента поглощения, необходимо прежде всего определить ширину внутреннего уровня [7, 8]. Здесь следует отметить, что определение ширины внутреннего уровня по неисправленной кривой поглощения и введение поправки на искажение аппаратуры путем простого вычитания параметра 2γ функции искажения, как это сделано в работе [8], может дать значение истинной ширины внутреннего уровня только в случае, если край поглощения имеет арктангенсоидальную форму. В случае сложных кривых поглощения, характерных для элементов переходных групп, такой прием недопустим, и данные, приведенные в работе [8], следует считать неточными.

Определив полширину γ_i внутреннего уровня по исправленной кривой поглощения, можно принять форму этого уровня за функцию искажения, имеющую дисперсионный характер, и вторично применить тот же метод обработки к кривой поглощения. Это даст функцию $N(E)\,P(E)$ для свободной от электронов области энергий.

7. Распределение плотности электронных состояний в металлическом никеле

Для нахождения кривых распределения плотности электронных состояний в металлическом никеле были обработаны кривые эмиссионной полосы $K\beta_5$ и K-края поглощения никеля, приведенные в работе [8]. Эти кривые получены на двукристальном спектрометре и воспроизведены на рис. 4. После пересчета кривой поглощения на кривую интенсивности и ее исправления на искажение дисперсионной формы с шириной $2\gamma = 0{,}73$ eV была построена исправленная кривая поглощения. По этой кривой найдена ширина K-уровня тем же методом, которым она была найдена в работе [8]. Получено значение 1,6 eV для полной ширины K-уровня (вместо 1,9 eV по работе [8]). При значении $\gamma_i = 0{,}8$ eV по исправленной кривой поглощения была найдена кривая $N(E)\,P(E)$ для свободной части распределения состояний. Эта кривая также показана на рис. 4. При обработке кривой интенсивностей были определены амплитуды до 69-й гармоники; при обработке исправленной кривой поглощения амплитуды определены до 49-й гармоники.

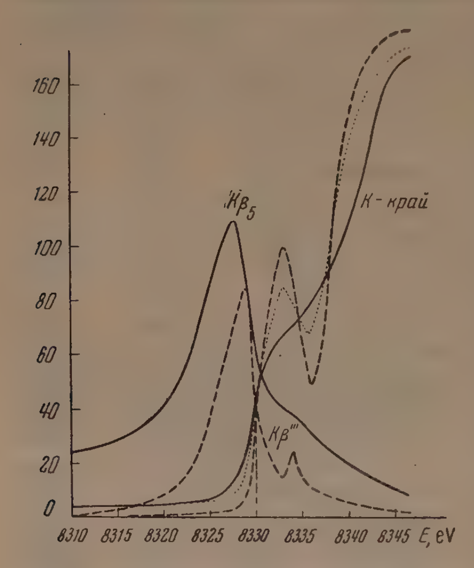


Рис. 4. Сплошные кривые представляют форму эмиссионной полосы $K\beta_5$ металлического никеля и его K-края поглощения. Пунктиром показана исправленная кривая поглощения. Штриховыми линиями изображены кривые $N(E)P(E)$. Масштаб по ординате произволен

Исправление формы эмиссионной полосы было проведено сразу на суммарную ширину внутреннего уровня и искажения двукристального спектрометра:

$$2(\gamma_i + \gamma) = 2{,}33 \text{ eV}.$$

При обработке этой кривой были определены амплитуды до 69-й гармоники. На полученной кривой $N(E)\,P(E)$ для заполненной части распределения состояний хорошо выражен сателлит $K\beta'''$, не имеющий реального смысла на кривой $N(E)\,P(E)$. Однако между точкой перегиба этой кривой со стороны бо́льших энергий и точкой перегиба кривой $N(E)\,P(E)$ для свободных состояний оказался разрыв в 0,7 eV. Принимая во внимание соображения, высказанные А. И. Костаревым [9] по поводу смещения эмиссионного спектра относительно спектра поглощения, обнаруженный разрыв не является реальным. Поэтому кривая $N(E)\,P(E)$ для заполненных состояний показана на рис. 4 смещенной на 0,7 eV в сторону больших энергий. Кроме того, все ординаты этой кривой произвольно умножены на 0,282 с целью уравнять ординаты точек перегиба обеих кривых. Общая абсцисса этих точек соответствует поверхности Ферми.

Если считать, что заполненная часть распределения соответствует $3d$-полосе никеля, а первый хорошо выраженный максимум свободной

части распределения соответствует той же $3d$-полосе, то следующий за этим максимумом крутой подъем кривой соответствует $4sp$-полосе, для которой характерна большая вероятность перехода $P(E)$. При такой интерпретации кривых $N(E)\,P(E)$ обращает на себя внимание чрезвычайно большая ширина $3d$-полосы по сравнению с теоретическими расчетами. Ширина всей $3d$-полосы никеля, по расчетам Слейтера [10], — около 5 eV, а по более точным расчетам Флетчера [11, 12],— 2,7 eV. Между тем, как видно из рис. 4, ширина этой полосы составляет 15—20 eV. Кроме того, предсказываемая теоретически форма этой полосы с двумя максимумами в пределах заполненной части ее [10, 11] не оправдывается. Ближе к действительной форме полосы находится кривая, полученная в последней работе Флетчера [11] для ферромагнитного состояния. В этой работе второй максимум показан в свободной части полосы. Все это указывает на несовершенство работ по электронной теории металла, в частности, на недостаточность одноэлектронной модели.

8. Определение ширины K-уровня элементов переходной группы железа

Следует обратить особое внимание на форму свободной части $3d$-полосы и ее сравнительно небольшую ширину. Аппроксимация подъема истинной кривой поглощения (до первой точки перегиба) арктангенсоидой не может дать правильного значения ширины K-уровня. Отсюда следует, что кривые $N(E)\,P(E)$, представленные на рис. 4, получены лишь в первом приближении и требуют пересмотра. В настоящее время трудно указать какой-либо способ, который может дать истинное значение ширины K-уровня элементов переходной группы. Однако определение ширины K-уровня для непереходных элементов с атомными номерами $Z \geqslant 30$ и $Z \leqslant 20$ может дать и значения ширин элементов переходной группы железа путем интерполяции, принимая во внимание, что ширина K-уровней должна быть, по Цинну [13], пропорциональна Z^4.

В работе Цинна построена теоретическая кривая зависимости ширины K-уровня от атомного номера и нанесены точки по экспериментальным данным для элементов от $Z = 25$ до $Z = 53$. Экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую, за исключением области переходных элементов группы железа, где наблюдается значительный разброс точек и обнаруживается, что ширина K-уровня этих элементов более или менее постоянна. Эти результаты, по указанным выше соображениям, следует приписать неверному определению ширин K-уровня элементов переходной группы.

Ростовский гос. университет
им. В. М. Молотова

Цитированная литература

1. Brogren G., Phys. Rev., 96, 589 (1954).
2. Smith L. P., Phys. Rev., 46, 343 (1934).
3. Чулановский В. М. и Тиморева А. В., Изв. АН СССР, Серия физич., 11, 376 (1947).
4. Сущинский М. М., ЖЭТФ, 25, 87 (1953).
5. Ornstein L. S., v. Wyk W. R., Zs. f. Phys., 78, 743 (1932).
6. Калантаров П. Л., Теория переменных токов, § 79.— Госэнергоиздат, 1940.
7. Richtmyer F. K., Barnes S. W., Ramberg E., Phys. Rev., 46, 843 (1934).
8. Beeman W. W., Friedman H., Phys. Rev., 56, 392 (1939).
9. Костарев А. И., ЖЭТФ, 22, 628 (1952).
10. Slater J. C., Phys. Rev., 49, 537 (1936).
11. Flatcher G. C., Wohlfarth E. P., Phil. Mag., 42, 106 (1951).
12. Fletcher G. C., Proc. Phys. Soc. (London), 65A, 192 (1952).
13. Zinn W. H., Phys. Rev., 46, 659 (1934).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XX, № 1 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1956

К. И. НАРБУТТ, Э. Е. ВАЙНШТЕЙН, А. Б. ГИЛЬВАРГ и Л. М. БЕЛЯЕВ

НОВЫЙ ВАКУУМНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ СПЕКТРОГРАФ РСД-2

Внедрение рентгено-спектральных методов анализа в практику заводских и специализированных лабораторий научно-исследовательских институтов для решения с их помощью некоторых трудных аналитических и технологических вопросов требует непрерывного и, по возможности, радикального улучшения качества рентгено-спектральной аппаратуры, повышения светосилы спектрографов и их разрешающей силы. В ранее опубликованных исследованиях [1] были изложены некоторые результаты экспериментального изучения условий изгиба кристаллов в кристаллодержателе фокусирующих рентгеновских спектрографов, позволившие разработать технологию изгиба кристаллов больших размеров и значительно повысить таким образом светосилу приборов. Позднее эти исследования послужили базой для создания мощного рентгеновского спектрографа РСК-3 для коротковолновой области спектра [2] с фотографической регистрацией и были использованы одним из нас при создании универсального рентгеновского спектрометра [3].

Описываемый в настоящем сообщении спектрограф РСД-2 является следующим в ряду новых приборов повышенной светосилы и разрешающей силы, которые возникли на базе выполненных в [1] исследований. Он предназначен для работы в длинноволновой области рентгеновского спектра, в которой обычно осуществляются рентгено-спектральные исследования линий K-серии элементов от K до Cu и L-серии элементов от Ag до Ta включительно.

Спектрограф может быть использован как для проведения рентгено-спектральным методом элементарного анализа вещества, так и для работ, связанных с изучением тонкой структуры линий испускания и краев поглощения.

Приступая к созданию РСД-2, мы ставили себе целью разрешение следующих технических требований.

1. Повысить мощность рентгеновского спектрографа так, чтобы увеличить скорость осуществления рентгено-спектральных анализов в несколько раз.

2. Повысить дисперсию и разрешающую силу прибора, превратив при этом анализатор спектрографа в стабильный узел прибора. Для этого целесообразным казалось: а) использовать опыт [1, 2] создания кристаллодержателя с изогнутым кристаллом, посаженным на оптический контакт; б) увеличить радиус кривизны кристалла и использовать предложенный в [4] метод косых плоскостей; в) осуществить метод совершенной фокусировки, известный под названием метода Иогансона [5].

3. Обеспечить возможность регулировки размеров фокусного пятна рентгеновской трубки, а также удобный контроль размеров, формы и положения фокусного пятна.

4. Обеспечить точную и стандартную установку антикатода при смене исследуемых образцов во время анализов.

5. Упростить и ускорить процесс перезарядки спектрографа, по возможности освободив эту операцию от необходимости общего затемнения помещения, где работает прибор.

6. При конструировании приспособления для качания кассеты спектрографа учесть желательность устранения неравномерности чувствительности прибора в различных областях спектра, обусловленной геометрическими условиями фокусировки в существующих до сих пор конструкциях вакуумных спектрографов.

7. Наконец, желательно, чтобы спектрограф представлял одно целое с высоковольтным устройством. Это избавило бы потребителя от необходимости подбора пригодного для работы и монтажа высоковольтного рентгентгеновского аппарата и сделало бы такую установку готовой для непосредственного использования при выполнении рентгено-спектральных исследований.

Описание прибора

Общий вид спектрографа РСД-2 и его принципиальная схема представлены на рис. 1: T — источник рентгеновых лучей, K — кристаллодержатель, а S — пленкодержатель, расположенный вдоль фокального круга. Как видно из рис. 1, *а*, станина прибора использована для размещения электрооборудования и насосного хозяйства. На переднем плане виден корпус спектрографа *I* с центральной камерой *II* и рентгеновской трубкой *III*. Справа расположен пульт управления прибором, где сосредоточены вакуумные краны и выключатели для пуска электрооборудования. В вертикальной стойке смонтированы электроизмерительные приборы и вакуумметр.

Перейдем к описанию отдельных узлов прибора.

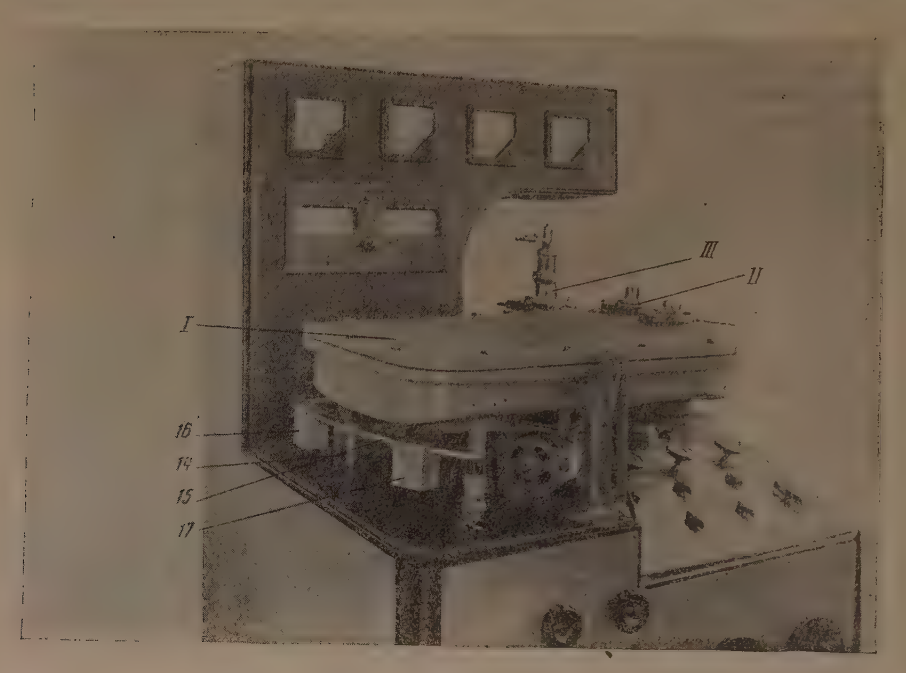
А. Рентгеновская трубка

Устройство рентгеновской трубки показано на рис. 2; она выполнена в виде отдельного узла и связана с камерой кристаллодержателя широким сильфоном. Стальной копус *1*, охлаждаемый проточной водой, имеет три отверстия. В верхнее отверстие вставлен катод K, в нижнее отверстие на изоляторе *2* вставлен анод A; боковое отверстие служит для замены сменных антикатодов и во время работы закрывается заслонкой B со смотровым окошком.

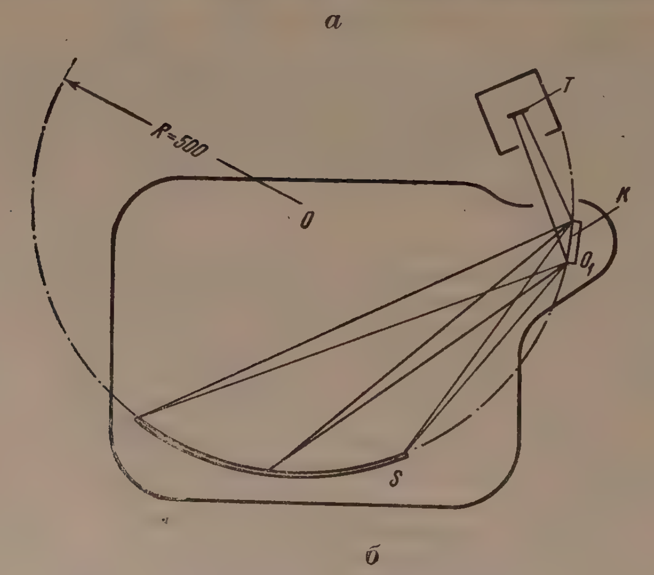
Конструкция катода рентгеновской трубки обеспечивает возможность регулировки как положения всего катода относительно антикатода, так и глубины расположения нити в фокусирующем колпачке. Эти регулировки осуществляются вращением колец *6* и *7* и обеспечивают электростатическую фокусировку электронного пучка. Конструкция анода обеспечивает возможность простой замены антикатодов, которые выполнены в виде медных пластинок размером $40 \times 25 \times 4$. Эти пластинки (рис. 3) помещаются между зубцами анодного колпачка *8* и подвижным наконечником *9*. Последний можно перемещать при помощи накатанной муфты *10*. При отворачивании этой муфты антикатод освобождается, при заворачивании — прижимается к зубцам анодного колпачка. Таким образом, высота антикатода в рабочем положении вне зависимости от срабатываемости его поверхности всегда определяется лишь положением зубцов анодного колпачка *8*, который можно регулировать по высоте. Эту регулировку необходимо выполнить один раз. В дальнейшем правильная высота антикатода будет гарантирована автоматически. Охлаждение антикатода осуществляется путем теплоотдачи через наконечник *9*, охлаждаемый проточной водой. Закрепление катода K и заслонки B на корпусе рентгеновской трубки осуществляется при помощи ирисовых затворов, приводимых в действие поворотом рукояток (рис. 2, *12*).

Как уже указывалось, корпус рентгеновской трубки соединен при помощи сильфона с центральной камерой *II*. В стенке корпуса рентгенов-

ской трубки, прикрытой сильфоном, имеется окно для выхода рентгеновских лучей в центральную камеру, а также отверстия для откачки и наблюдения за фокусным пятном. Наблюдение за формой и размерами фо-



а



б

Рис. 1. Спектрограф: *а* — общий вид, *б* — схема

кусного пятна производится через лох-камерную трубку *13*, смонтированную в крышке центральной камеры *II* (см. рис. 2).

Корпус ренгеновской трубки установлен на поворотном плече *14*, вращающемся вокруг вертикальной оси центральной камеры *II*. Другой конец плеча *14* служит указателем углов. Отсчет углов производится по шкале *15* (рис. 1, *а*). Ограничители *16* и *17* служат для установки рабочего интервала углов отражения. При подходе наконечника плеча *14* к ограничителю срабатывает ртутный контакт, замонтированный в корпусе ограничителя, и мотор, приводящий в движение механизм качания,

меняет направление вращения. Таким образом обеспечивается качание рентгеновской трубки относительно кристалла в нужном интервале углов.

Плечо *14* поворачивается вокруг вертикальной оси центральной камеры *II* при помощи эксцентрика, связанного червячной передачей и кар-

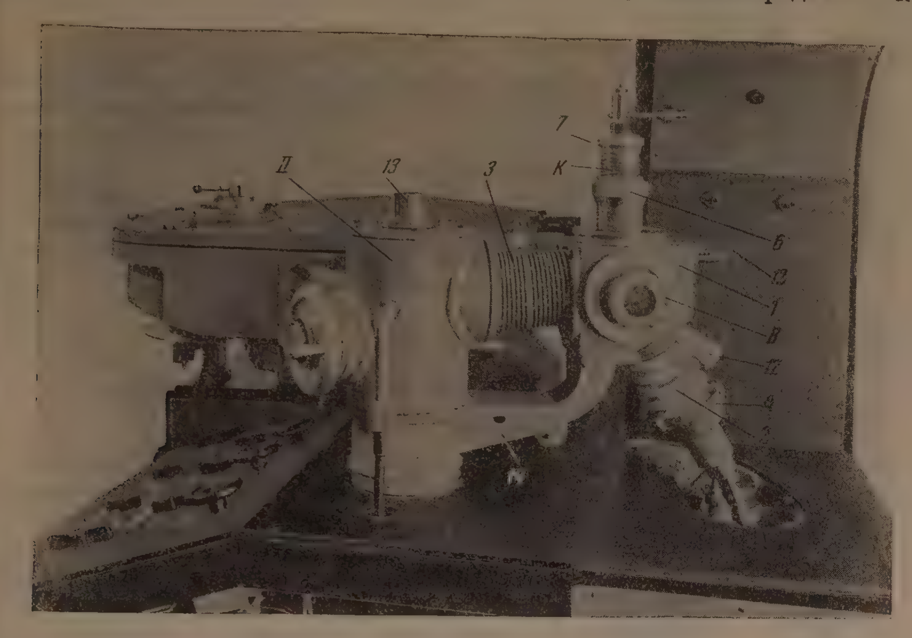


Рис. 2. Разборная рентгеновская трубка

данным валом с мотором. Форма эксцентрика механизма качания выбрана такой, чтобы угловое движение кассеты было неравномерным и зависело от угла отражения.

На рассмотрении причин, обусловливающих необходимость такого устройства, следует остановиться более подробно. Дело в том, что если при использовании фокусирующих спектрографов обычных конструкций требовать, чтобы сила света источника рентгеновских лучей оставалась строго неизменной во всем рабочем интервале углов отражения и не зависела от степени однородности нанесения вещества на антикатод рентгеновской трубки, то это приведет к существованию оптимальных соотношений между размерами фокуса рентгеновской трубки и кристалла в спектрографах, используемых для проведения рентгено-химического анализа. При работе же со спектрографом, фокус рентгеновской трубки которого имеет постоянную величину, интенсивность рентгеновских линий (при прочих равных условиях) должна уменьшаться по мере возрастания угла отражения. Рассмотрим элементарную схему спектрографа, представленную на рис. 4. Здесь K — кристалл, изогнутый по цилиндру радиуса R, θ — угол отражения, точки P и F — источник рентгеновых лучей и его изображение. Известно, что для получения с помощью изогнутого по цилиндру кристалла, сфокусированного в пространстве, изображения точечного монохроматического источника рентгеновых лучей необходимо, чтобы оба они — источник и изображение — находились на окружности, радиус которой вдвое меньше радиуса кривизны кристалла. Для точечного источника рентгеновых лучей условия постоянства силы света источника для каждой из спектральных линий изучаемого интервала длин волн выполняются автоматически. Однако по ряду причин, и главным образом для повышения общей мощности используемого в прибо-

ре излучения (при данной оптимальной удельной нагрузке фокуса рентгеновской трубки), на практике используются спектрографы с фокусом конечных размеров, который располагается внутри окружности изображения и эквивалентен мнимому источнику с повышенной силой света на окружности PKF.

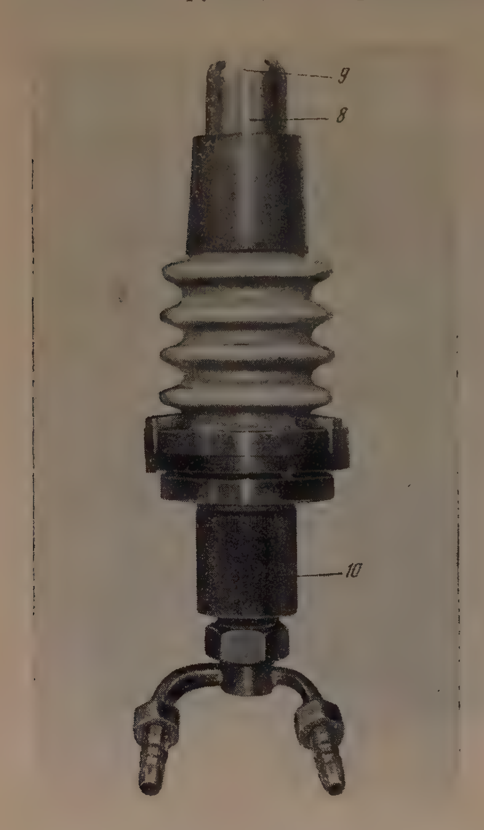


Рис. 3. Анод

Легко видеть, что при заданном размере открытого участка кристалла упомянутое условие тождественности силы света источника для каждой из спектральных линий выполняется лишь в том случае, если в пределах выбранного интервала углов отражения остается постоянной величина

$$d\omega = \frac{S_\theta}{(r-a)^2},$$

или, что то же — величина

$$\frac{S_\theta}{(\sin\theta - a/R)^2}.$$

Здесь a — постоянная для данного прибора величина, равная расстоянию между кристаллом и фокусом рентгеновской трубки; $r = R\sin\theta$, а S_θ— оптимальный для данного угла отражения размер фокусного пятна.

Сказанное выше означает, что для создания идентичных условий съемки для различных линий, располагающихся в конечном интервале углов отражения, размер фокусного пятна рентгеновской трубки в спектрографе Иогансона должен изменяться по тригонометрическому закону, а не оставаться постоянным, как это имеет место в широко используемых на практике приборах. Игнорирование этого обстоятельства должно приводить к созданию неравномерной шкалы чувствительности прибора и убыванию последней при возрастании угла отражения. Неизменность величины фокусного пятна рентгеновской трубки в спектрографе типа Иогансона имеет своим следствием фактическое уменьшение величины действующего участка отражающего кристалла для больших углов отражения по сравнению с малыми.

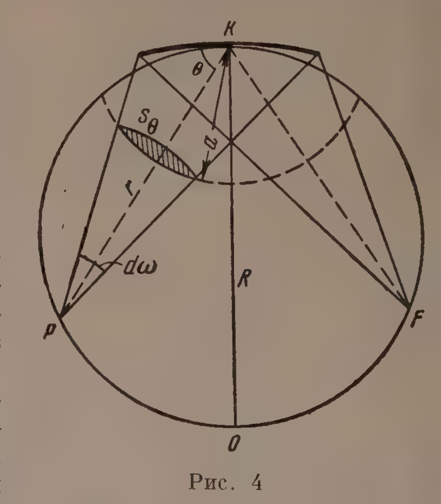


Рис. 4

В связи с этим (как это можно заключить из приведенного выше соотношения) интенсивность спектральных линий при малых значениях a/R (при прочих равных условиях) с ростом θ должна убывать как $1/\sin^2\theta$. В общем случае, если a/R достаточно велико, закон убывания интенсивности линий в зависимости от угла отражения более сложен. Вышесказанное вполне согласуется с экспериментальными фактами.

Из вышесказанного следует:

1. При заданной величине действующего участка отражающего кристалла в спектрографе Иогансона, в котором источник рентгеновых лучей не находится на круге изображения и имеет конечные размеры, можно указать оптимальный для данного угла отражения размер фокусного пятна рентгеновской трубки.

2. Оптимальная величина фокусного пятна рентгеновской трубки изменяется в первом приближении — как $1/\sin^2\theta$, а в общем случае зависит от постоянных, характеризующих прибор.

3. При работе со спектрографом, фокус рентгеновской трубки которого имеет постоянную величину, интенсивность рентгеновских линий (при прочих равных условиях) должна уменьшаться по мере возрастания угла отражения.

4. В целях создания равномерной шкалы чувствительности при рентгено-спектральном анализе с помощью спектрографа, работающего по принципу внутреннего отражения, целесообразно осуществить неравномерное качание рентгеновской трубки так, чтобы время пребывания ее в каждом из отражающих положений было пропорционально величине $(\sin\theta - a/R)^2$.

Б. Кристаллодержатель с кристаллом

Схема и общий вид готового кристаллодержателя спектрографа РСД-2 представлены на рис. 5 и 6. Основой кристаллодержателя служит стеклянный сегмент, цилиндрическая поверхность которого обработана с оптической степенью точности. Обработка поверхности кристаллодержателя, так же как и шлифовка кристалла, посаженного на оптический контакт, осуществлялась с помощью специально сконструированного нами механического устройства. Радиус цилиндрической поверхности кристаллодержателя 500 мм. Ориентированная кварцевая пластинка, используемая в спектрографе в качестве анализатора лучей в согласии с требованиями метода [5], предварительно шлифовалась с обеих сторон по радиусу 1000 мм. Таким образом, радиус кривизны изогнутого кристалла спектрографа РСД-2 вдвое превосходит таковой в приборах, выпускаемых до сих пор опытным механическим заводом Института нефти АН СССР, что в совокупности с осуществлением в спектрографе условий фокусировки по [5] обеспечивает значительное возрастание его дисперсии и разрешающей силы по сравнению с однотипными приборами. Ту же цель повышения разрешающей силы прибора при его использовании в области малых углов отражения мы преследовали, осуществляя (по [4]) косой срез поверхности изогнутого кристалла по отношению к его отражающим плоскостям. В описываемом в настоящей статье кристаллодержателе используется кварцевая пластинка, вырезанная таким образом, чтобы используемые для отражения кристаллографические плоскости призмы $(10\bar{1}0)$ располагались под углом в 10° к касательной в центре пластинки. Размеры действующей поверхности отражающего изогнутого кристалла 20×50 мм.

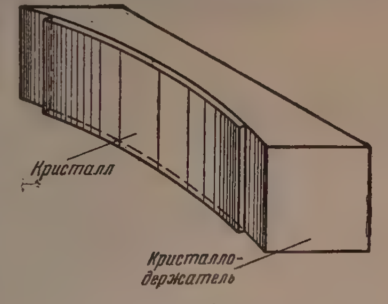


Рис. 5. Схема устройства кристаллодержателя

Кроме описанного выше типа кристаллодержателя с принудительным изгибом (рис. 5 и 6), нами был осуществлен и с успехом использовался кристаллодержатель со свободным изгибом кристалла, впервые предложенный одним из нас [6] ранее. Сущность этого метода осуществления

фокусирующего анализатора состоит в том, что кристаллическая пласти-ка подвергается изгибу на четырех параллельных опорах. В данном слу-

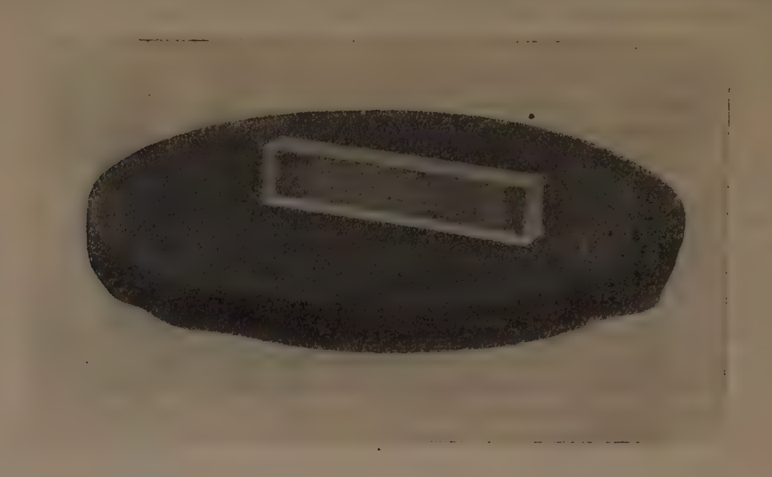


Рис. 6. Кристаллодержатель с посадкой кристалла на оптический контакт

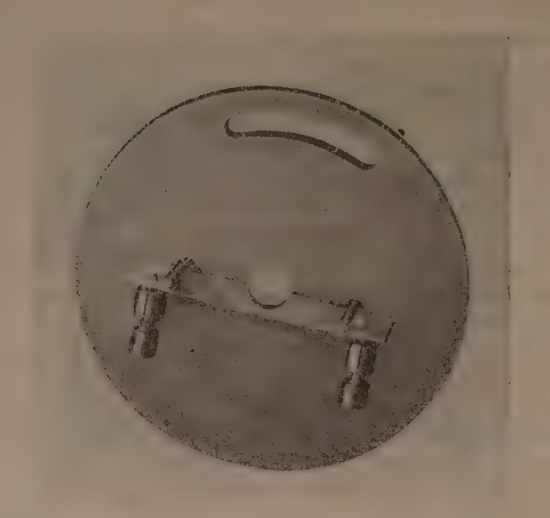


Рис. 7. Кристаллодержатель с изгибом кристалла на четырех точках

чае, ввиду необходимости осуществления метода Иогансона, изгибу на четырех опорах подвергается не плоскопараллельная кристаллическая пластинка, а кварцевая кристаллическая пластинка, прошлифованная с обеих сторон по радиусу $R = 1000$ мм. На рис. 7 показан кристаллодер-жатель этого типа. При тщательном выполнении такой кристаллодержатель дает результаты, не уступающие полученным с помощью описанно-го выше кристаллодержателя с посадкой кристалла на оптический кон-такт.

В. Пленкодержатель и механизм для подачи пленки

Желание упростить перезарядку спектрографа привело нас к необ-ходимости создать пленочный магазин со значительным запасом пленки, механизм подачи пленки и кассету для извлечения проэкспонированно-

пленки. В качестве фотоматериала при этом может использоваться обыкновенная кинопленка, обладающая в области длин волн от 2000—5000 XE вполне достаточной чувствительностью.

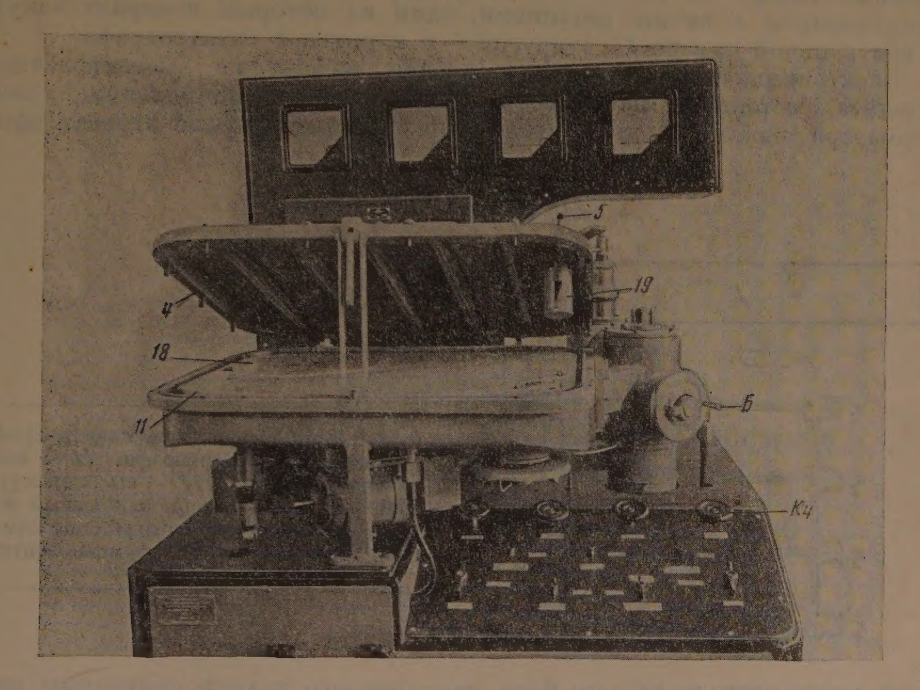


Рис. 8. Спектрограф с открытой крышкой

Действие механизма подачи пленки заключается в следующем. Для первоначальной зарядки (рис. 8) открывают крышку корпуса *4* спектрографа и вынимают магазин *18*. В магазин заряжается кинопленка (эта операция выполняется в фотокабине). Затем магазин устанавливают на место и конец пленки заправляют в подающий барабан. Вслед за тем крышка корпуса закрывается и в дальнейшем пленка подается в кассету *19* при помощи наружной рукоятки. Для обрезки пленки предусмотрена заслонка-нож, приводимая в действие рукояткой *5*. Все описанные манипуляции могут осуществляться на свету и не требуют поэтому затемнения помещения, где установлен спектрограф.

Дуга держателя пленки *11*, расположенного вдоль фокального круга, имеет две прорези. Верхняя прорезь является рабочей, здесь проходят дифрагированные лучи и регистрируется рентгеновский спектр. Нижняя прорезь закрыта просвечивающей шкалой длин волн, а позади этой шкалы установлена маленькая лампочка, зажигаемая на мгновение для фиксации на пленке шкалы длин волн. Будучи запечатленной на спектрограмме, эта шкала облегчает расшифровку спектра.

Г. Вакуумная система и вспомогательное оборудование

Вакуумная система спектрографа состоит из форвакуумного насоса, масляного высоковакуумного насоса и четырех кранов. Все соединения выполнены металлическими трубками. Схема вакуумной проводки дана на рис. 9.

Спектрограф работает по принципу «разделенного вакуума», т. е. в корпусе спектрографа поддерживается форвакуум, а высокий вакуум создается лишь в центральной камере *II* и в рентгеновской трубке. Между центральной камерой и корпусом установлена перегородка из черной бумаги. Принцип разделенного вакуума вполне оправдал себя, так как

значительно упрощает задачу создания высокого вакуума в рентгеновской трубке и вместе с тем не вносит каких-либо существенных дополнительных потерь на поглощение. Прибор снабжен термоэлектрическим вакуумметром с двумя датчиками, один из которых измеряет вакуум в центральной камере *II*, а другой — в корпусе *I* спектрографа.

Электрическое оборудование прибора состоит из высоковольтного агрегата, состоящего из трансформатора высокого напряжения, трансформатора накала и двух кенотронов. Высоковольтный агрегат офор-

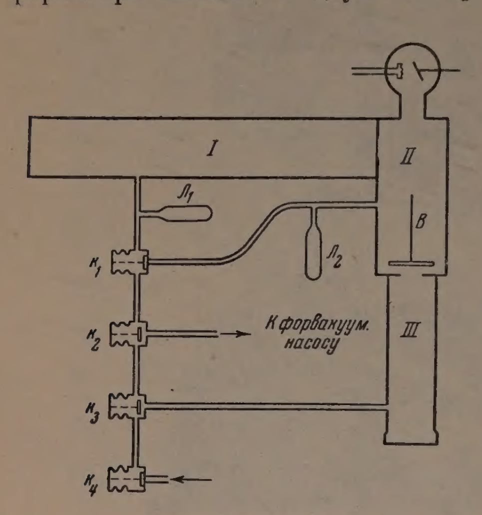


Рис. 9. Вакуумная схема спектрографа: *I* — кожух спектрографа, *II* — центральная камера, *III* — высоковакуумный насос; *В* — высоковакуумный вентиль, $Л_1$ и $Л_2$ —манометрические лампы типа ЛГ-2, $К_i$ — форвакуумные вентили

млен в виде одого железного бака, заполненного трансформаторным маслом, и расположен в задней части станины прибора. В передней части станины смонтированы вариаторы для регулировки высокого напряжения и накала рентгеновской трубки. Электрооборудование спектрографа позволяет работать при напряжениях до 30 kV и токе до 60 mA.

Институт кристаллографии Академии наук СССР
Институт геологических наук Академии наук СССР
Институт геохимии и аналитической химии
им. Вернадского Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Вайнштейн Э. Е., Нарбутт К. И. и Гильварг А. Б., Труды Ин-та кристаллографии, вып. 6, 206 (1951).
2. Нарбутт К. И., Гильварг А. Б., Вайнштейн Э. Е. и Беляев Л. М., Заводск. лабор., **17**, 1425 (1951).
3. Нарбутт К. И., Автор. свид. № 443615/1992, 1952.
4. Протопопов В., Заводск. лабор., **14**, 196 (1948).
5. T. Johanson, Zs. f. Phys, **82**, 507 (1933).
6. Гильварг А. Б., ДАН СССР, **72**, 489 (1950).

Материалы
II Совещания по пьезоэлектричеству

(Москва, 26—29 апреля 1955 г.)